

УДК 539.172.12; 539.143/144

СВОЙСТВА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{46}Ti ИЗ (p,γ) -РЕАКЦИИ

И.Д. Федорец, С.С. Раткевич

Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 14 июня 2007 г.

С помощью неселективной реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)$ при энергиях протонов от 1,2 до 3,1 МэВ изучена структура уровней ядра ^{46}Ti . Используя метод усредненных резонансов, приписаны спины и четности состояниям ^{46}Ti с энергией возбуждения до 5,5 МэВ. Определена радиационная силовая функция для $E1$ -переходов, заселяющих эти состояния. Полученные данные сравниваются с предсказаниями различных моделей. Проводится также сравнение с данными о структуре ^{50}Cr – перекрестно-сопряженного по отношению к ^{46}Ti ядра. Наблюдаемые состояния интерпретируются в рамках оболочечной модели с расширенным базисом в полном конфигурационном pf -пространстве (состояния положительной четности) и как частично-дырочные возбуждения из $d_{3/2}$ -оболочки (состояния отрицательной четности). Для состояний ^{46}Ti положительной четности экспериментальные данные и результаты оболочечных расчетов сравниваются с вычислениями в рамках модели взаимодействующих бозонов. Наилучшее описание для $E1$ -переходов основано на модели, учитывающей зависимость силовой функции от энергии γ -квантов, температуры и оболочечной структуры ядра.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: (p,γ) -реакция, метод усредненных резонансов, дипольные переходы, возбужденные состояния, радиационная силовая функция, оболочечная модель, модель взаимодействующих бозонов.

В структуре ядра ^{46}Ti обнаруживаются явления как одночастичного, так и коллективного характера. В этом ядре из середины $1f_{7/2}$ -оболочки шесть валентных нуклонов производят значительное коллективное движение, вклад в которое конфигурации $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ дают когерентно. Вращательная коллективность создается в полосе основного состояния, приводя к вытянутой деформации при низком спине. Хотя угловой момент, который может быть передан такому ядру даже тяжелыми ионами, не очень высокий, его угловая частота в состоянии со спином $J=8\hbar$ будет такой же, как у ядра с массой $A\approx 160$ в состоянии со спином $J=70\hbar$. Результаты недавно начатых систематических исследований на пучках тяжелых ионов показали, что ядро ^{46}Ti , как наиболее деформированное среди четно-четных изотопов титана [1], является удобным объектом для изучения таких явлений как изменение формы [2], окончание ротационных полос состояний и бекбендинг [1, 3-5]. До настоящего времени экспериментальные и теоретические работы были сосредоточены, в основном, на исследовании иррастовой последовательности уровней вплоть до окончания полосы в конфигурационных пространствах $1f_{7/2}^n$ и $1d_{3/2}^{-1} \otimes 1f_{7/2}^{n-1}$ для положительной и отрицательной четности, соответственно. Однако для подтверждения предсказанного теорией сосуществования в ядрах из середины $1f_{7/2}$ -оболочки наряду с вращательными и иных – например, вибрационных – степеней свободы, необходимы экспериментальные данные о свойствах неиррастовых невысокоспиновых уровней.

В ^{46}Ti низкоспиновые состояния ранее изучались, используя процесс β -распада и реакции, вызываемые различными легкими частицами. Результаты этих исследований, опубликованные до 2000 года, систематизированы в работе [6]. Но, несмотря на большое разнообразие способов возбуждения ядра ^{46}Ti и экспериментальных методов, применявшихся для исследования его структуры, данные о свойствах многих идентифицированных в нем неиррастовых уровней до сих пор остаются либо неоднозначными, либо противоречивыми, либо неизвестными. Даже в низкоэнергетической части спектра уровней ^{46}Ti наряду с существованием интродерного состояния 0_2^+ содержится ряд особенностей, которые не находят удовлетворительного объяснения с помощью современных теоретических моделей и выделяют его среди других ядер данной области. Например, тогда как в схемах уровней ядер ^{42}Ti , ^{44}Ti , ^{48}Ti и ^{52}Ti состояние 2_2^+ находится вблизи состояния 4_1^+ , в ^{46}Ti в качестве второго возбужденного состояния 2^+ идентифицирован уровень 2,962 МэВ, находящийся на 0,952 МэВ выше состояния 4_1^+ . Местоположение состояния 2_2^+ также, как и степень ускоренности $E4$ -перехода [7] из состояния 4_1^+ на основное состояние ^{46}Ti до сих пор не нашли согласия с теоретическими расчетами.

Цель настоящей работы – получить экспериментальные данные о возбужденных состояниях ^{46}Ti , используя неселективную (p,γ) -реакцию в сочетании с методом спектроскопии усредненных резонансов. Теплота (p,γ) -реакции на ядре ^{45}Sc равна 10,3470(7) МэВ, поэтому даже при энергии налетающих протонов, не превышающей довольно низкий порог открытия конкурирующего нейтронного канала – 2,84 МэВ, образовавшееся составное ядро будет возбуждаться до энергии 13 МэВ. При этой энергии возбуждения достигаемая плотность состояний даже в таком достаточно легком составном ядре, как ^{46}Ti согласно [8] будет равной $\sim 10^3 \text{ МэВ}^{-1}$, что должно удовлетворять требованиям статистического описания. Принимая во внимание то, что спин ядра ^{45}Sc в основном состоянии равен $7/2^-$, использование реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ и метода спектроскопии усредненных резонансов

позволяет получить информацию о всех состояниях ядра ^{46}Ti со спинами от 2 до 6 в диапазоне энергий возбуждения от основного состояния до энергий, где расстояние между исследуемыми, конечными для девозбуждающих составное ядро прямыми γ -переходами, состояниями становится сравнимым или меньшим энергетического разрешения современных спектрометров γ -излучения. Обеспечиваемая неселективностью (p,γ) -реакции полнота таких данных может быть особенно ценной для проверки применимости различных теоретических моделей, поскольку вычисления с различными степенями свободы могут отличаться и числом предсказываемых состояний одного и того же спина.

Ранее применение реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ ограничивалось, в основном, изучением девозбуждения отдельных резонансных состояний составного ядра γ -переходами на более низколежащие уровни ^{46}Ti [6]. Работа [9] до сих пор остается единственной, в которой (p,γ) -реакция на ^{45}Sc исследовалась методом усреднения по резонансам составного ядра. В этой работе были измерены парциальные сечения (p,γ) -реакции на ядре ^{45}Sc для ряда нижних состояний ^{46}Ti , заселяемых прямыми γ -переходами. Анализ данных, с помощью которого в работе [9] были сделаны предварительные приписывания спинов и четностей этим состояниям и предложена радиационная силовая функция (РСФ) для $E1$ -переходов в ^{46}Ti , основывался на существующих в то время теоретических представлениях и имеющихся необходимых для этого анализа экспериментальных данных.

По сравнению с работой [9] настоящие исследования проводятся более детально и в существенно более широком диапазоне энергий возбуждения ^{46}Ti . Накопленный к настоящему времени обширный и разнообразный экспериментальный материал служит надежной базой для определения используемых в рамках статистической модели параметров, а идентифицированные в широком диапазоне энергий возбуждения уровни ^{46}Ti с однозначно установленными характеристиками используются в качестве опорных в анализе экспериментальных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$

Если выполняются необходимые условия для применения статистической теории к описанию реакции радиационного захвата, то усредненные по резонансам составного ядра интенсивности первичных γ -переходов зависят только от энергии перехода, а также спина и четности конечного состояния, на которое осуществляется переход. Таким образом, метод усреднения по резонансам составного ядра дает возможность определять спины и четности заселяемых прямыми γ -переходами состояний, если известна энергетическая зависимость усредненных интенсивностей этих переходов. Если же известны спины и четности конечных состояний, то метод можно использовать для установления энергетического распределения силы первичных γ -переходов.

В настоящей работе определяемые из усредненных по многим резонансам составного ядра интенсивностей первичных γ -переходов парциальные сечения (p,γ) -реакции на ^{45}Sc сравниваются с предсказаниями статистической теории для различных гипотез о характеристиках возбужденных состояний ядра ^{46}Ti . Ограничиваясь заранее заданной точностью определения парциальных сечений, можно выбрать необходимый интервал усреднения энергии протонов E_p так, чтобы флуктуации ширины вместе с другими погрешностями не превышали указанную величину. Это можно сделать либо увеличивая толщину мишени, либо складывая последовательно спектры, измеренные при различных энергиях, со сдвигом на эквивалентную толщину мишени. При захвате ускоренных на электростатическом ускорителе протонов в диапазоне энергий E_p от 1,2 до 3,1 МэВ ядром ^{45}Sc образовавшееся составное ядро будет возбуждаться до энергии $E_c = Q + (A/(A+1))E_p$, т.е. от 11,5 до 13,4 МэВ. Здесь Q – выделяющаяся энергия (p,γ) -реакции, A – массовое число ядра-мишени.

В качестве мишеней в измерениях использовались пленки скандия толщиной 1,2 и 1,7 мкм, которые были получены методом вакуумтермического восстановления из окиси Sc_2O_3 торием с последующим испарением в вакууме на подложку из Та. Толщины мишеней определялись методом взвешивания. Кроме этого, для определения толщины и состава мишеней, а также для контроля за возможной потерей ими вещества в процессе облучения использовался метод рентгеноспектрального анализа с возбуждением ускоренными протонами [10]. Несмотря на наличие прямого охлаждения подложки и высокой температуры плавления скандия, а также того, что редкоземельные металлы, к которым он относится, весьма активно реагируют почти со всеми металлами, образуя прочные соединения и сплавы, в процессе облучения протонами с током пучка меньшим 4 мкА некоторое исчезновение вещества мишеней все-таки наблюдалось.

При выборе толщин мишеней учитывалась необходимость выполнения условий как статистического усреднения, так и энергетического разрешения как можно большего числа соответствующих первичным γ -переходам γ -линий в спектрах, измеренных парным спектрометром. В состав этого спектрометра входил $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор объемом 63 см^3 окруженный четырехсекционным кольцевым детектором $\text{NaI}(\text{Tl})$. Ширины γ -линий в этих спектрах фактически определялись потерями энергий налетающих протонов в мишени, составляющими в исследуемом энергетическом диапазоне $40\div 80 \text{ кэВ}$, исходя из величины которых задавался переменный шаг по энергии. Спектры γ -лучей, измеренные при различных значениях энергии протонов, смещались по энергии до совпадения положения γ -линий, соответствующих первичным γ -переходам, а затем складывались. Из полученных в результате такого суммирования спектров определялись интенсивности первичных пе-

реходов, усредненные по многим резонансам составного ядра. Сложение шести спектров давало интервал усреднения $\Delta E_p = 320$ кэВ при $E_p = 2,63$ МэВ.

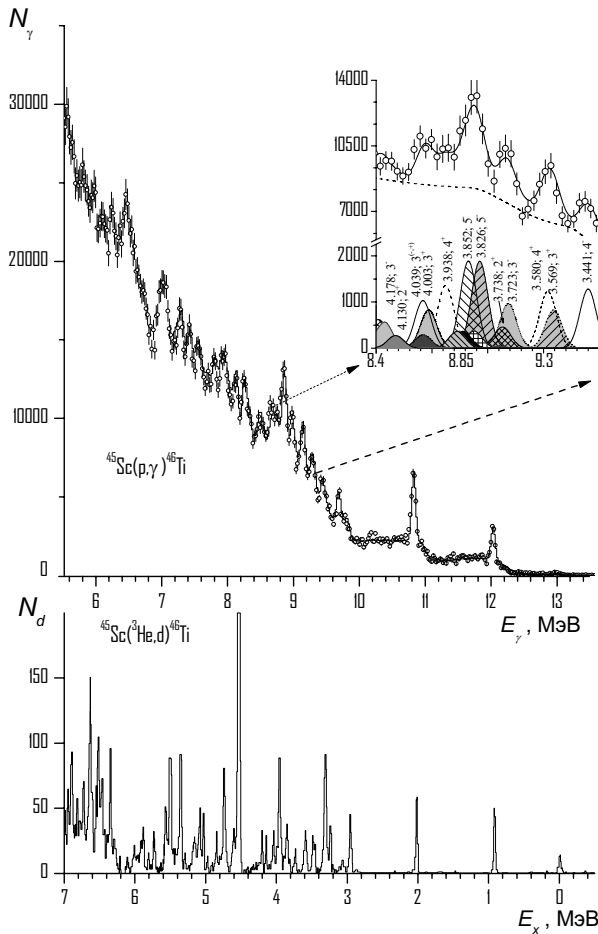


Рис. 1. Спектры γ -лучей и дейтронов, заселяющих уровни ^{46}Ti в реакциях (p,γ) и $(^3\text{He},d)$, соответственно.

Спектр γ -лучей – результат сложения шести измеренных парным спектрометром спектров, что соответствует интервалу усреднения $\Delta E_p = 320$ кэВ при средней энергии $E_p = 2,63$ МэВ. Вставка – детализация спектра. Спектр дейтронов измерен магнитным спектрографом при энергии налетающих частиц 16 МэВ [11] и приведен в зависимости от энергии возбуждения E_x .

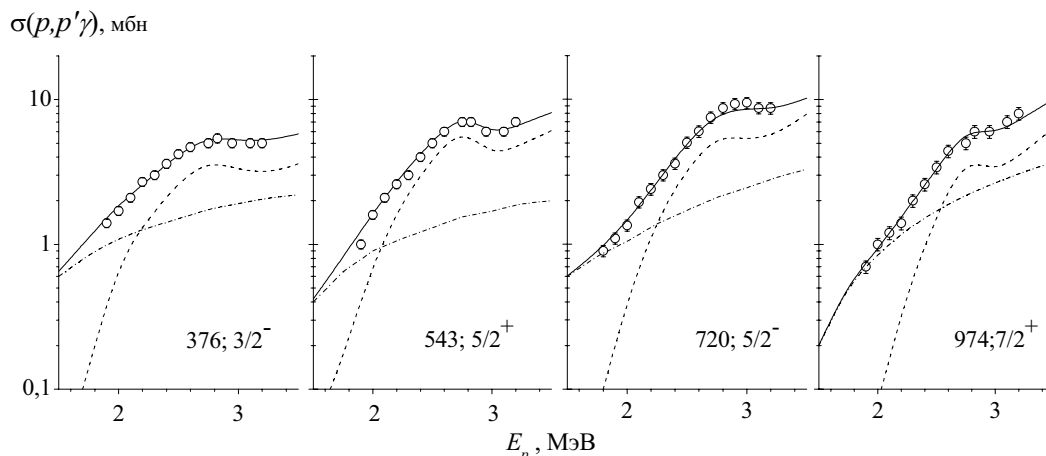
Полученный в результате сложения суммарный спектр γ -лучей, соответствующих первичным γ -переходам, заселяющим состояния ядра ^{46}Ti в (p,γ) -реакции, показан на рис. 1. На этом же рисунке для сравнения приведен измеренный магнитным спектрографом в работе [11] спектр дейтронов, заселяющих состояния ядра ^{46}Ti в прямой $(^3\text{He},d)$ -реакции при энергии налетающих частиц 16 МэВ. Наиболее интенсивные пики в спектре дейтронов соответствуют различным одночастичным конфигурациям ^{46}Ti . Более слабые пики связаны с образованием возбужденных состояний более сложной природы. После усреднения разброс данных из (p,γ) -реакции, обусловленный флуктуациями Портера-Томаса, не превышал 10%. Таким образом погрешность в полученных из выходов γ -лучей парциальных сечениях определялась, главным образом, экспериментальной ошибкой, равной, например, для переходов на каждое из четырех нижних возбужденных состояний ^{46}Ti ~20%. Она состояла из ошибки в определении абсолютной эффективности парного γ -спектрометра (~15%), статистической ошибки (~8%), ошибки в определении толщины мишени (~5%) и ошибки в определении заряда, выделявшегося на мишень (~5%).

Сечение реакции захвата протона с энергией E_p и последующим испусканием γ -кванта с энергией E_γ , соответствующего первичному переходу из состояния составного ядра λ на конечное состояние f , согласно статистической теории можно представить в виде

$$\sigma_{p\gamma} = \frac{\pi \lambda_p^2}{2(2I+1)} \sum_J (2J+1) \sum_{l_p J_p} \frac{T_{l_p J_p} T_{\gamma \lambda f}}{T_\lambda}. \quad (1)$$

Здесь λ_p – приведенная длина волны налетающего протона; I – спин ядра мишени; J – спин составного ядра; $T_{l_p J_p}$ – коэффициент прохождения для протонов во входном канале; $T_{\gamma \lambda f}$ – коэффициент прохождения для γ -квантов, соответствующих первичным переходам из группы состояний λ с энергией E_λ в конечное состояние f с энергией $E_\gamma = E_\lambda - E_f$; T_λ – сумма коэффициентов прохождения, соответствующих всем открытым каналам девозбуждения состояний λ . Суммирование в выражении (1) проводится по всем открытым каналам реакции и состояниям составного ядра с квантовыми числами J и π , разрешенными соответствующими правилами отбора. Коэффициент прохождения $T_{\gamma \lambda f}$, представляющий усредненную по резонансам составного ядра вероятность γ -перехода с мультипольностью L , можно выразить через радиационную силовую функцию $S_{\lambda f}(E_\gamma)$:

$$T_{\gamma \lambda f} = 2\pi S_{\lambda f}(E_\gamma) E_\gamma^{2L+1}. \quad (2)$$

Рис. 2. Сечения неупругого рассеяния протонов на ^{45}Sc .

Энергии состояний ^{45}Sc даны в кэВ. Точки – экспериментальные данные из [13] с абсолютизацией в нашей работе, штрихпунктирные кривые – вклад в вычисленные сечения от кулоновского рассеяния, штриховые – от ядерного, сплошная кривая – их сумма.

Коэффициент T_λ тогда будет выглядеть следующим образом:

$$T_\lambda = \sum_{l_p j_p} T_{l_p j_p} + \sum_{l_n j_n} T_{l_n j_n} + 2\pi \sum_J \int_0^{E_\lambda} \rho_J(E_\lambda - E_\gamma) S_{\lambda f}(E_\gamma) E_\gamma^{2L+1} dE_\gamma, \quad (3)$$

где $T_{l_p j_p}$ – коэффициенты прохождения для протонов в выходном канале, $T_{l_n j_n}$ – коэффициенты прохождения для нейтронного канала, $\rho_J(E_\lambda - E_\gamma)$ – плотность уровней со спином J^π и энергией возбуждения E_γ .

Используя соотношения (1) – (3) и экспериментальные данные о парциальных сечениях (p, γ) -реакции, можно определить абсолютные значения РСФ в зависимости от энергии γ -квантов и свойств состояний, между которыми осуществляется γ -переход. Ввиду доминирования дипольной моды в радиационном распаде состояний составного ядра из экспериментальных данных о сечениях извлекается величина $S_{\lambda f}(E_\gamma) = S_{\lambda f}^{E1}(E_\gamma) + S_{\lambda f}^{M1}(E_\gamma)$, представляющая собой сумму РСФ для E1- и M1-переходов. На достоверность получаемых таким образом РСФ будет влиять не только погрешность в экспериментальных данных, но и, в значительной мере, обоснованность и точность используемых в формулах (1) – (3) коэффициентов прохождения и плотности уровней.

В настоящей работе коэффициенты прохождения для протонов, определяющих сечение образования составного ядра, рассчитывались в рамках традиционной оптической модели с используемыми в качестве исходных глобальными параметрами из описываемой и анализируемой, например, в работе [12] на сегодня наиболее физически обоснованной систематики СН-89. Из-за отсутствия обоснованности использования таких параметров, полученных из анализа сечений упругого рассеяния протонов с превышающей 8 МэВ энергией, при более низких энергиях налетающих протонов, исходные параметры оптического потенциала изменялись так, чтобы наилучшим образом описать сечения неупругого рассеяния протонов на ^{45}Sc , измеренные в работе [13] и абсолютизированные в настоящей работе (рис. 2), а также сечения реакции $^{45}\text{Sc}(p, n)$, измеренные в работах [14, 15] в области энергий налетающих протонов ниже 4 МэВ.

Удовлетворительная подгонка к перечисленным экспериментальным данным получается с параметрами действительной части оптического потенциала всего лишь незначительно отличающимися от глобального набора параметров, но с уменьшенной до 1,7÷2,3 МэВ мнимой частью. Наилучшего одновременного описания парциальных сечений (p, γ) -реакции для первичных γ -переходов на конечные состояния ^{46}Ti с однозначно установленными спинами и четностями, а также полных сечений (p, γ) -реакции на ^{45}Sc удастся достичь, когда мнимая часть оптического потенциала равна 2,4 МэВ. Это значение не сильно отличается от полученного в работе [15] из анализа сечений (p, n) -реакции в предположении их равенства сечению поглощения протонов с энергиями от 3,0 до 5,2 МэВ. Ожидается, что при низких энергиях, где образование составного ядра является преобладающим процессом, которым сопровождается поглощение протонов, оболочечная структура ядра может быть

важным фактором в определении силы поглощения [15]. Основное состояние ^{45}Sc с $J^\pi = 7/2^-$ соответствует одночастичному $1f_{7/2}$ -состоянию. Это накладывает жесткие ограничения на коэффициенты прохождения для протонов во входном канале. Например, значения $T_{lp,lp}$ для s -волновых протонов будут меньшими, чем для p -волновых. Этим также объясняется столь заметное уменьшение мнимой части потенциала.

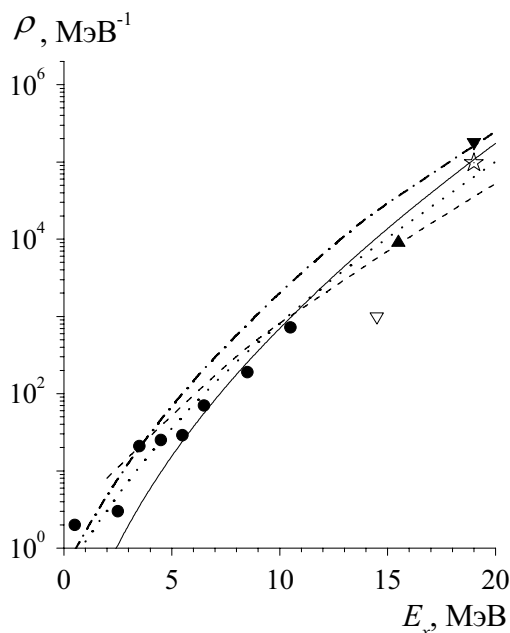


Рис. 3. Плотность уровней ^{46}Ti в зависимости от энергии возбуждения.

Точки: ● – экспериментальные данные о дискретных уровнях из [6, 16], ▽ – из [19], ▲ – из [8], ▼ – из [17], ☆ – из [18]. Вычисленные плотности: пунктирная кривая – модель ферми-газа из [20], штрих-пунктирная и штриховая – то же, но из [21], сплошная кривая – модель ферми-газа с обратным смещением с параметрами, принятыми в настоящей работе.

Необходимая для статистического описания плотность уровней ядра ^{46}Ti в исследуемом диапазоне энергии возбуждения вычислялась с помощью модели ферми-газа с обратным смещением. Расчеты проводились с параметрами плотности $a=4,8 \text{ MeV}^{-1}$ и энергетическим сдвигом $\Delta=-0,3 \text{ MeV}$. Момент инерции был равным половине от твердотельного. Эти значения параметров обеспечивают удовлетворительное согласие вычисленной плотности с приведенными в недавней работе [8] экспериментальными данными для энергий возбуждения до 20 MeV . Данные о дискретной части спектра взяты из работы [6] и базы данных NUDAT BNL [16], основанной на текущих публикациях об этом ядре. При определении параметра обрезания по спине ядро предполагалось твердой сферой с радиусом $R=1,25A^{1/3}$. Вычисленные и экспериментальные плотности уровней ^{46}Ti в зависимости от энергии возбуждения представлены на рис. 3. В работе [8] исследовались эриксоновские флуктуации в дифференциальных сечениях реакции $^{45}\text{Sc}(p,n)^{46}\text{Ti}$ и из их анализа извлекались плотности уровней в составном ядре ^{46}Ti , которое возбуждалось до энергии $15,5 \text{ MeV}$. Полученное в работе [8] значение плотности показано на рис. 3 закрытым треугольником. Перевернутый закрытый треугольник соответствует цитируемому в работе [8] данным из [17], звездочка – данным из [18], а открытый перевернутый треугольник – данным из работы [19]. Закрытые кружки соответствуют данным о дискретных уровнях из работы [6] и из базы данных NUDAT BNL [16]. Пунктирной кривой на рис. 3 представлены основанные на модели ферми-газа результаты расчетов из работы [20], штрих-пунктирной и штриховой – из работы [21]. Сплошная кривая – результаты проведенных в настоящей работе расчетов. Основанные на модели ферми-газа с обратным смещением расчеты отличаются в деталях, например, подходом к описанию спинового обрезания.

Определяемая величина $S_{\lambda f}(E_\gamma)$, входящая в находящийся в числителе формулы (1) коэффициент прохождения для фотонов $T_{\gamma\lambda f}$, подбиралась такой, чтобы воспроизвести абсолютное значение парциального сечения (p,γ) -реакции, полученное из эксперимента. Входящая в выражение (3) для суммарного коэффициента прохождения РСФ задавалась такой, какой она получалась в различных теоретических подходах. Все остальные ранее определенные параметры оставались фиксированными. Влияние модельной зависимости на определенные таким образом значения парциальных РСФ было слабым, прежде всего из-за того, что в данном случае средние радиационные ширины существенно меньше средних протонных ширин.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При энергиях протонов от $1,2$ до $3,1 \text{ MeV}$, налетающих на ядро ^{45}Sc , основной вклад в образование составного ядра будут давать s - и p -волновые протоны. Поскольку спин ядра ^{45}Sc в основном состоянии равен $7/2^-$, в составном ядре будут преимущественно возбуждаться состояния со значениями спина $J=2 \div 5$ как положитель-

ной, так и отрицательной четности. Возбуждение с этих состояний будет сниматься первичными γ -переходами преимущественно на те более низкоэнергетические состояния, значения спина которых будут равны $J \pm 1$. Поэтому в показанном на верхней части рис. 1 спектре γ -лучей из реакции $^{45}\text{Sc}(p, \gamma)^{46}\text{Ti}$, соответствующих прямым γ -переходам из состояний составного ядра, слабо проявляется γ -переход в основное состояние ^{46}Ti со спином 0^+ .

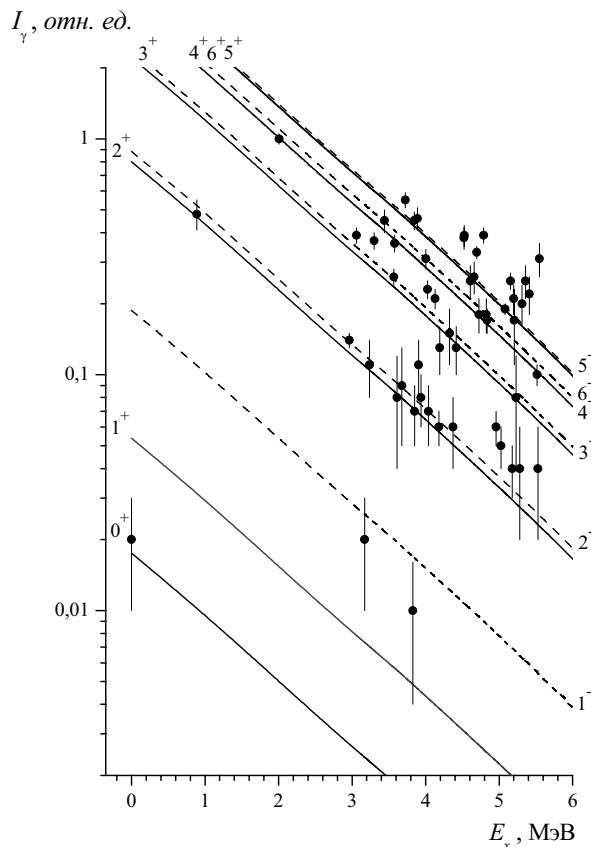


Рис. 4. Экспериментальные и теоретические относительные интенсивности первичных γ -переходов в ^{46}Ti . Точки – экспериментальные данные, кривые – результаты вычислений с помощью теории Хаузера-Фешбаха с различными гипотезами о спинах и четностях конечных состояний.

в качестве опорных при оценке распределения потока первичных γ -квантов по конечным состояниям.

Из сравнения (см. рис. 4) измеренных и вычисленных по формуле (1) интенсивностей первичных γ -переходов на низколежащие уровни 889, 2010, 2962, 3059, 3236 и 3299 кэВ получаются однозначно согласующиеся с ранее известными для этих состояний значения J^π . В настоящей работе не наблюдались первичные γ -переходы с увеличенной по отношению к предсказаниям статистической теории усредненной интенсивностью, что могло бы указывать на наличие примесей простых состояний в структуре исходного состояния. Как видно из рис. 5, не наблюдаются также и явные корреляции между нормированными на энергию интенсивностями первичных γ -переходов и спектроскопическими силами $(2J+1)C^2S$, полученными в реакциях $^{45}\text{Sc}(p, \gamma)^{46}\text{Ti}$ и $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$, наличие которых могло бы указывать на существование механизма одночастичного захвата. Учитывая все это, при разложении сложной части спектра использовались модельные γ -линии, полученные, исходя из вычисленных с помощью статистической теории Хаузера-Фешбаха интенсивностей первичных γ -переходов на уровни с заданными спинами и четностями, гауссовский вид распределений и задаваемые толщиной мишени ширины.

В расчетах использовались предсказываемые различными теоретическими моделями зависимости силы первичных переходов от их энергии. Возможный вклад валентного механизма в формирование радиационных силовых функций, определяемый слабо связанными с соответствующим гигантским дипольным резонансом частично-дырочными конфигурациями, в вычислениях не учитывался.

Идентификация γ -линий, соответствующих прямым γ -переходам, проводилась после вычитания фона и исправления показанного на рис. 1 спектра γ -лучей на эффективность парного спектрометра. При этом учитывалась калибровка энергетической шкалы спектрометра и полученные различными методами данные об уровнях ^{46}Ti , на которые могли осуществляться эти первичные γ -переходы.

Площади под каждым пиком определялись в результате компьютерного фитирования при фиксированных положениях пиков и с учетом формы линии в зависимости от энергии γ -квантов, аппроксимируя при этом форму линии гауссовским распределением и используя метод последовательного вычитания в сложной части спектра. Увеличение плотности конечных состояний в ^{46}Ti с ростом энергии возбуждения приводит к увеличению количества γ -линий и ухудшению фоновых условий, в том числе и из-за возрастающего вклада слабых γ -переходов в низкоэнергетической части спектра. Поэтому при ограниченном энергетическом разрешении эксперимента с уменьшением энергии первичных γ -переходов определение их выходов приобретает все более оценочный характер.

Энергия возбуждения конечных состояний ядра ^{46}Ti , заселяемых в (p, γ) -реакции прямыми γ -переходами, усредненные интенсивности которых определялись в настоящей работе, достигала 5,5 МэВ. Для получения данных в этом энергетическом диапазоне необходимо было разрешить проблему выделения необходимой информации из измеренных спектров. Это было возможным, прежде всего, благодаря наличию достаточно большого количества уровней ^{46}Ti с надежно установленными характеристиками в широком диапазоне энергий возбуждения. Эти уровни использовались

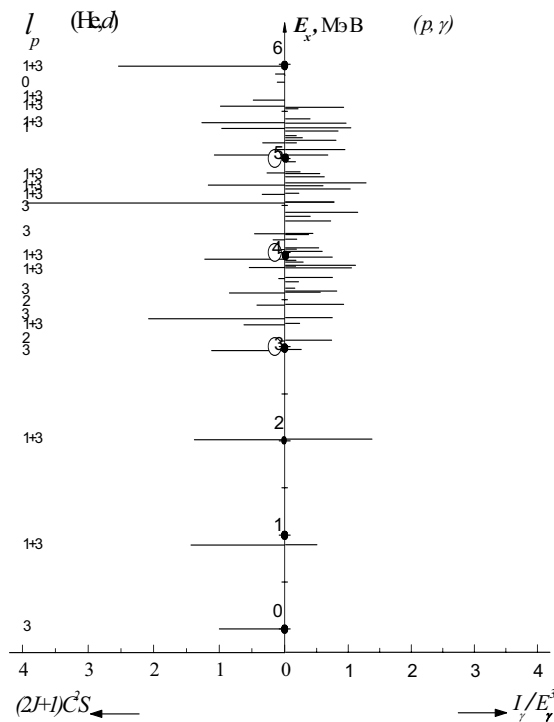


Рис. 5. Сравнение между силами первичных γ -переходов, заселяющих состояния ^{46}Ti в (p, γ) -реакции и спектроскопическими силами $(2J+1)C^2S$ из реакции $(^3\text{He}, d)$ [11].

свою очередь, в результате удаления высокочастотных составляющих в вейвлет-разложении [23, 24] исходного экспериментального спектра. На детализирующей анализ спектра γ -лучей вставке на рис. 1 фоновая подложка показана пунктирной линией.

Одна из основных задач анализа экспериментальных данных заключалась в том, чтобы вся совокупность этих данных была достаточно полно и непротиворечиво описана в рамках статистической модели, основываясь при этом на реалистических модельных параметрах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Данные об уровнях ядра ^{46}Ti

Ранее полученные экспериментальные данные об уровнях ядра ^{46}Ti наиболее полно представлены в обзорной работе [6] и базе данных [16]. Значения J^π состояний ядра ^{46}Ti с энергиями 889, 2010, 2962, 3059, 3236, 3299, 3441, 3569, 3852, 4662 и 5280 кэВ были определены ранее и не менее, чем в двух работах как, 2^+ , 4^+ , 2^+ , 3^- , 2^+ , 6^+ , 4^- , 3^- , 5^- , 6^- и 6^- , соответственно. Такие же значения J^π однозначно получаются и из сравнения измеренных и вычисленных с помощью статистической теории интенсивностей первичных γ -переходов, заселяющих эти состояния. Это однозначное соответствие между полученными в настоящей работе результатами и ранее опубликованными данными указывает на применимость и целесообразность использования описанного метода для спектроскопических исследований ядра ^{46}Ti . При используемых в настоящей работе энергиях налетающих протонов в (p, γ) -реакции преимущественно возбуждались состояния ^{46}Ti с $2 \leq J \leq 6$, поскольку спин ядра-мишени ^{45}Sc в основном состоянии равен $7/2^-$. Интенсивности первичных γ -переходов, заселяющих в этой реакции состояния ^{46}Ti со спинами 0, 1 и 7, находились на пределе детектирования, однако эти состояния включались в анализ данных в той мере, в какой от них зависело перераспределение общего потока γ -квантов из исходного состояния. В этом отношении полученные в настоящей работе сведения о значениях J^π состояний ^{46}Ti являются взаимозависимыми. Приписывание значения $J^\pi = 0^+$ основному состоянию и возбужденным до энергии 2611, 3572, 4675 и 5610 кэВ состояниям было сделано в ранее опубликованных работах цитируемых в [6]. Это же относится и к состояниям с $J^\pi = 1^-$ (3168 кэВ) и $J^\pi = 1^+$ (3772, 3872, 4316 кэВ).

Существование идентифицированного ранее в $(\alpha, n\gamma)$ -реакции [6] состояния с энергией 3213 кэВ и неизвестным J^π , было поставлено под сомнение в работе [25], поскольку его экспериментальная заселяемость оказалась ниже минимально возможной в реакции $(n, n'\gamma)$, рассчитанной для состояния с $J^\pi = 0^+$. Не подтверждает-

На рис. 4 сравниваются отнесенные к интенсивности перехода на состояние 2010 кэВ данные. Такая нормировка позволила минимизировать экспериментальные погрешности в определении усредненных интенсивностей и свести их, практически, к статистическим. Это дало также возможность исключить зависимость от входящего в знаменатель формулы (1) полного коэффициента прохождения T_λ , а, следовательно, и от полной радиационной ширины. Кривыми на рис. 4 представлены относительные интенсивности первичных γ -переходов, вычисленные с различными гипотезами о спинах и четностях конечных состояний и энергетической зависимостью силы $E1$ -переходов, предсказываемой в статистическом подходе Сироткина [22].

Используя полученные из сравнения измеренных и вычисленных относительных интенсивностей γ -переходов заключения о спинах и четностях состояний ^{46}Ti до энергии возбуждения 5,5 МэВ и предсказываемую в подходе [22] энергетическую зависимость радиационной силы от энергии, удалось с помощью формулы (1) моделировать спектр, соответствующий этим первичным переходам. Сплошной кривой на рис. 1 представлена огибающая полученного таким образом модельного спектра с добавленной к нему фоновой подложкой, полученной, в

ся также ни в настоящей работе, ни в [25] существование состояния 3217 кэВ, идентифицированного с помощью $(n,n'\gamma)$ -реакции в давней работе, цитируемой в обзоре [6]. Не было также достаточных оснований включать в настоящее рассмотрение наблюдаемый только в (p,p') -реакции уровень 3338 кэВ и идентифицированный с помощью $(n,n'\gamma)$ -реакции уровень 3553 кэВ. Они оба присутствуют в схеме уровней ^{46}Ti , приведенной в [6], а также в базе данных [16].

Исходя из заселяемости уровня 3569 кэВ в $(n,n'\gamma)$ -реакции, в работе [25] ему приписано значение $J^\pi = 4^+$. Измеренная в настоящей работе усредненная интенсивность первичных γ -переходов на это состояние хорошо согласуется с расчетным ее значением для $J^\pi = 3^-$. Такое же значение J^π для этого состояния было приписано ранее, исходя из анализа измеренных в реакции $^{12}\text{C}(^{40}\text{Ca},\alpha 2p\gamma)$ при энергии $E(^{40}\text{Ca})=160$ МэВ угловых распределений γ -лучей и $\gamma\gamma$ -корреляций, а также из анализа данных о неупругом рассеянии протонов с энергией 65 МэВ на ^{46}Ti [26].

Интенсивность прямых γ -переходов на состояние 3572 кэВ с $J^\pi = 0^+$ находилась на пределе детектирования в настоящем эксперименте.

В обзорной работе [6] нет никаких данных о значении J^π для состояния 3580 кэВ. Заселяемое в (p,γ) -реакции прямыми γ -переходами это состояние девозбуждается на 98% через γ -переход с энергией 1570 кэВ на состояние 2010 кэВ с $J^\pi = 4^+$ и через γ -переход 2691 кэВ на состояние 889 кэВ с $J^\pi = 2^+$. Исходя из данных об интенсивностях γ -переходов 1570 и 2691 кэВ из этого уровня, возбуждаемого в $(n,n'\gamma)$ -реакции, в работе [25] ему приписывается значение $J^\pi = 3^+$, однако, не исключается и значение 3^- . В работах [1, 27] в качестве вероятного этому состоянию приписано значение $J^\pi = 4^+$. Из проведенного в настоящей работе сравнения теоретических и экспериментальных усредненных по резонансам образованного в (p,γ) -реакции составного ядра интенсивностей первичных γ -переходов на состояние 3580 кэВ также следует, что $J^\pi = 4^+$ для этого состояния.

Уровень 3610 кэВ ранее наблюдался в $(\alpha,n\gamma)$ -реакции [6], в $(n,n'\gamma)$ -реакции [25] и в (p,p') -реакции [26] (3607 ± 5 кэВ). Исходя из интенсивностей ранее не наблюдавшихся γ -переходов 650 и 998 кэВ с этого уровня, ему в работе [25] приписано значение $J^\pi = 2^+$. Других попыток определить J^π для этого уровня не было и в обзорную работу [6] это значение J^π включено не было. Данные настоящей работы не противоречат значению $J^\pi = 2^+$ для уровня 3610 кэВ.

Состояние с энергией 3677 кэВ было идентифицировано в (e,e') -реакции [6], с помощью которой было определено и значение его спина $J^\pi = 2^-$. С близкой этому состоянию энергией, 3680 ± 5 кэВ наблюдался также уровень в (p,p') -реакции [26], однако, никаких заключений о значении J^π для этого уровня сделано не было. Существование этого состояния, как и близкого к нему по энергии состояния 3696 кэВ с $J^\pi = 2^+$, наблюдаемого только в (e,e') -реакции, не подтверждается результатами исследований преимущественно низкоспиновых состояний ядра ^{46}Ti в $(n,n'\gamma)$ -реакции [25]. В принципе, данные настоящей работы не противоречат значению $J^\pi = 2^-$ для состояния 3677 кэВ, однако, они не позволяют сделать никаких заключений о существовании состояния 3696 кэВ.

Состояние 3724 кэВ, возбуждаемое в $(n,n'\gamma)$ -реакции [25], девозбуждается γ -переходами 1714 и 2835 кэВ на уровни с $J^\pi = 4^+$ и 2^+ соответственно. Относительные интенсивности этих переходов послужили основанием для сделанного в работе [25] приписывания $J^\pi = 2^+$ этому состоянию. Однако результаты исследований неупругого рассеяния протонов на ^{46}Ti [26] дают для возбуждаемого в (p,p') -реакции состояния 3722 ± 5 кэВ вероятное значение $J^\pi = (4^+, 5^-)$. В реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},d)^{46}\text{Ti}$ наблюдается [11] уровень с энергией 3726 кэВ и переданным моментом протона $l_p=1$. Если речь здесь идет об одном и том же состоянии 3724 кэВ, то это значение l_p однозначно указывает на положительную четность данного состояния. Если предположить, что переходы с $l_p=1$ заселяют $2p_{3/2}$ -состояние, то значения J^π для состояния 3724 кэВ будут ограничены областью от 2^+ до 5^+ . Возбуждаемое в (p,γ) -реакции состояние 3724 кэВ разряжается γ -переходом 1714 кэВ с коэффициентом ветвления 17 и γ -переходом 2835 кэВ с коэффициентом ветвления 83 на уровни, соответственно, 2010 кэВ с $J^\pi = 4^+$ и 889 кэВ с $J^\pi = 2^+$. Учитывая результаты сравнения экспериментальной и расчетной усредненной интенсивности первичных γ -переходов на это состояние, можно заключить, что $J^\pi = 3^+$ будет для него наиболее вероятным значением, но не исключая совсем и значение $J^\pi = 4^+$.

Уровни 3732 кэВ с $J^\pi = 1^+$ и 3738 кэВ с $J^\pi = (1,2^+)$, о которых сообщается в обзоре [6], в настоящей работе не наблюдались и в расчетах не учитывались. Состоянию 3826 кэВ на основе данных об угловых распределениях γ -лучей из реакции $(^{12}\text{C},\alpha 2p\gamma)$ и $(^{40}\text{Ca},\alpha 2p\gamma)$ в работах [6, 3] было приписано значение $J^\pi = 5^-$. Однако в недавней работе [27] указывается, что значение $J^\pi = 5^-$ несовместимо с наблюдаемым временем жизни этого состояния и схемой его девозбуждения. Ему было приписано значение $J^\pi = 4^-$. Данные настоящей работы не противоречат этому приписыванию.

Состоянию 3845 кэВ на основе данных, полученных с помощью (p,t) -, $(^3\text{He},d)$ - и $(n,n'\gamma)$ -реакций было приписано значение $J^\pi = 2^+$. Оно подтверждается данными настоящей работы.

Из сравнений полученных в настоящей работе экспериментальных и теоретических интенсивностей первичных γ -переходов на состояния 3852, 4417, 4662 и 5280 кэВ следуют значения их спинов и четностей, равные соответственно 5^- , 5^- , 6^- и 6^- . Это согласуется с данными полученными ранее с помощью реакций $^{12}\text{C}(^{40}\text{Ca},\alpha 2p\gamma)$ при $E(^{40}\text{Ca})=160$ МэВ [6], а также реакций $^{28}\text{Si}(^{24}\text{Mg},\alpha 2p)$ при $E(^{24}\text{Mg})=100$ МэВ [5] и $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si},\alpha 2p)$ при $E(^{28}\text{Si})=115$ МэВ [1].

Данные настоящей работы не противоречат определенному ранее и приведенному в работе [6] значению $J^\pi = 2^+$ как для состояния 3889 кэВ, так и для состояния 3906 кэВ.

Для состояния 3942 кэВ, наблюдаемого ранее [6] в реакциях неупругого рассеяния нейтронов и протонов, а также в (p,d) -, $(^3\text{He},d)$ -, $(\alpha,n\gamma)$ - и (p,γ) -реакциях, в работе [26], исходя из анализа данных о неупругом рассеянии протонов с энергией 65 МэВ на ^{46}Ti было приписано значение $J^\pi = 4^+$. В более поздней работе [25], основываясь на заселяемости этого уровня в $(n,n'\gamma)$ -реакции, сделан вывод о возможном значении его спина $J^\pi = 2^+$. В настоящей работе подтверждается значение $J^\pi = 4^+$.

Идентифицированному в реакциях $(n,n'\gamma)$, $(\alpha,n\gamma)$ и (p,p') состоянию 4003 кэВ [6] в работе [25] приписано значение $J^\pi = 3^+$, исходя из сравнения экспериментальных и теоретических заселяемостей этого состояния в $(n,n'\gamma)$ -реакции. Наши данные не противоречат значению $J=3$ для этого состояния.

Данные настоящей работы подтверждают основанное на анализе заселяемости в $(n,n'\gamma)$ -реакции [25] приписывание значения $J^\pi = 2^+$ состоянию 4025 кэВ и согласуются с $J^\pi = 3^+$ для состояния 4039 кэВ. Ранее это состояние наблюдалось в $(\alpha,n\gamma)$ -, (p,γ) - и $(n,n'\gamma)$ -реакциях [6], но о значении J^π для него не сообщалось.

Для состояния 4130 кэВ проведенный в настоящей работе анализ дает согласующееся с приведенным в работе [6] значение $J^\pi = 2^+$, хотя заселяемость этого состояния в $(n,n'\gamma)$ -реакции [25] не исключает и значение спина, равное 4.

Наблюдается также удовлетворительное согласие между нашими данными и значением $J^\pi = 3^-$, приведенном в обзорной работе [6] для состояний 4179, 4192, 4372, 4827, 5206 и 5409 кэВ. Для состояния 4179 кэВ это значение J^π было определено с помощью (p,t) -реакции. Остальные состояния с $J^\pi = 3^-$ были идентифицированы в работе [26] при исследовании структуры низкоэнергетического октупольного резонанса в ^{46}Ti с помощью неупругого рассеяния поляризованных протонов с энергией 65 МэВ.

Измеренная в настоящей работе усредненная экспериментальная интенсивность первичных γ -переходов на состояние 4323 кэВ соответствует вычисленной с $J^\pi = 4^+$. Ранее в работе [25] этому состоянию также предположительно было приписано значение $J^\pi = 4^+$, исходя из данных об $(n,n'\gamma)$ -реакции.

Для состояния 4417 кэВ в работе [6] приведено значение $J^\pi = 6^-$, которое было ранее определено из анализа угловых распределений γ -лучей из реакции $(^{12}\text{C},\alpha 2p\gamma)$. Однако в работе [26] из анализа данных о (p,p') -реакции предположительно было приписано значение $J^\pi = 5^-$ для этого состояния. Это же значений J^π состоянию 4417 кэВ было приписано и в работе [1] из анализа полученных с помощью реакции $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si},\alpha 2p\gamma)^{46}\text{Ti}$ данных о его времени жизни и схеме разрядки. Данные настоящей работы согласуются со значением $J^\pi = 5^-$ для состояния 4417 кэВ.

В сравнительно недавно опубликованных работах [1,27] ничего не сообщается о близких по энергии возбуждения состояниях 4523 и 4527 кэВ, данные о которых приводятся в обзорной работе [6]. Согласно этим данным состояние 4523 кэВ ранее наблюдалось в реакциях $(n,n'\gamma)$, $(\alpha,n\gamma)$, $(^9\text{Be},3n\gamma)$, $(^{12}\text{C},\alpha 2p\gamma)$ и $(^{40}\text{Ca},\alpha 2p\gamma)$. Исходя из анализа γ -переходов, разряжающих это состояние, ему было приписано значение $J^\pi = 4^+$. Что же касается состояния 4527 кэВ, то оно возбуждалось в $(^3\text{He},d)$ -реакции [11] с переданным моментом протона $l_p=3$, а также в (p,p') -реакции [26], с помощью которой этому состоянию было приписано вероятное значение $J^\pi = (6^+)$. Данные настоящей работы однозначно согласуются с приписыванием $J^\pi = 6^+$ для состояния 4527 кэВ, а для состояния 4523 кэВ, кроме $J^\pi = 4^+$, не исключено и значение $J^\pi = 5^+$.

Состояние 4617 кэВ ранее наблюдалось только в $(^3\text{He},d)$ -реакции [11]. Из возможных значений $J^\pi = 2^+ \div 5^+$, которые следуют из определенного в работе [11] переданного при возбуждении этого состояния момента протона $l_p=1+3$, данные настоящей работы согласуются $J^\pi = 2^+$.

Наши данные находятся в хорошем согласии с приведенным в работах [1, 6] значением $J^\pi = 6^-$ для состояния 4662 кэВ.

Для наблюдаемого в (p,p') -, (p,γ) - и $(\alpha,n\gamma)$ -реакциях состояния 4697 кэВ [6] в работе [26] из анализа данных о (p,p') -реакции сделано предварительное приписывание $J^\pi = (2^+)$. Наши данные лучше согласуются с $J=3$, не исключая и $J=4$ для этого состояния.

Основываясь на анализе угловых распределений γ -лучей и $\gamma\gamma$ -корреляций в реакциях $(^{12}\text{C},\alpha 2p\gamma)$ и $(^{40}\text{Ca},\alpha 2p\gamma)$ уровню 4726 кэВ было приписано [6] значение $J^\pi = (5^-, 6^+)$. В $(^3\text{He},d)$ -реакции наблюдался близкий

по энергии уровень 4719 кэВ с $l_p=1+3$ [11]. Возбуждаемый в $(\alpha, n\gamma)$ -реакции [6] уровень 4725 кэВ разряжался γ -переходом 2715 кэВ на уровень 2010 кэВ с $J^\pi = 4^+$. В более поздних работах [1, 5, 27] об уровне в районе 4726 кэВ не упоминается. Наши данные больше согласуются с возможным значением спина для этого состояния 5, не исключая, однако, и $J=6$. Поскольку экспериментальное сечение возбуждения состояния 4726 кэВ в (p, γ) -реакции существенно превышает вычисленное в рамках статистической теории с возможными значениями спина, не исключено, что это состояние представляет собой дублет близко расположенных уровней. Возможно также, что в измеряемую интенсивность заселяющих это состояние первичных γ -переходов дает вклад неидентифицированное примесное γ -излучение.

Наши данные не противоречат приписыванию для состояния 4791 кэВ вероятного значения $J^\pi = (3^-)$, приведенного в работе [6]. Энергия уровня представляет собой взвешенное среднее величин, полученных с помощью реакций (p, p') , $(^3\text{He}, d)$ и (p, t) . Вероятное значение J^π приписано из анализа данных о (p, t) -реакции.

Состояние 4845 кэВ наблюдалось только в $(^3\text{He}, d)$ -реакции. Из возможных значений $J^\pi = 2^+ \div 5^+$, которые следуют из определенного в работе [11] переданного момента протона $l_p=1+3$, данные настоящей работы наилучше согласуются с $J^\pi = 2^+$.

Наши данные согласуются также со значением $J^\pi = 2^+$, приведенном в работе [6] для состояния 4950 кэВ. Энергия этого состояния 4950 ± 10 кэВ и значение J^π были ранее получены из анализа данных о (p, t) -реакции.

Состояние 5024 кэВ было идентифицировано в (p, p') -, (p, γ) -, (α, α') - и $(^3\text{He}, d)$ -реакциях [6]. Значение $J^\pi = 3^-$ было ему приписано в работе [26], исходя из анализа данных о (p, p') -реакции. В $(^3\text{He}, d)$ -реакции это состояние (5036 кэВ) возбуждалось с передачей момента $l_p=0$. Возможными значениями J^π в этом случае будут 3^- и 4^- . Наши данные лучше согласуются с $J^\pi = 4^-$, хотя не исключают полностью, в качестве вероятного, и значение 3^- .

Состояние, энергия возбуждения которого согласно обзорной работе [6] равна 5079 (4) кэВ, наблюдалось в (p, p') - и (p, γ) -реакциях [26, 6] соответственно с энергией 5080(10) кэВ и 5079 (4) кэВ. Этому же состоянию, скорее всего, соответствует и наблюдаемый в $(^3\text{He}, d)$ -реакции [11] уровень 5094 кэВ с $l_p=1$. Основываясь на анализе данных о (p, p') -реакции, в работе [26] этому состоянию в качестве предварительного было приписано значение $J^\pi = (4^+)$. Данные настоящей работы лучше всего согласуются с $J^\pi = 5^+$ для данного состояния, но не исключают и значения 4^+ .

Усредненная интенсивность первичных γ -переходов на идентифицированное только в (p, p') -реакции состояние 5154(10) кэВ соответствует значению его спина $J=2$.

Следующим по энергии возбуждения в приведенном в обзорной работе [6] перечне уровней ^{46}Ti идет состояние 5180 кэВ. Впервые это состояние было идентифицировано в $(^3\text{He}, d)$ -реакции [6] с энергией 5187 кэВ и $l_p=1+3$. Определенный из анализа данных о реакции $^{45}\text{Sc}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$ момент переданного в $1f_{7/2}$ -состояние протона равен 3. В работе [6] на основании данных, полученных из резонансной (p, γ) -реакции, высказано предположение о существовании состояния 5185(8) кэВ, однако никаких заключений о его спине и четности не приведено. Исходя из наших данных можно заключить, что наиболее вероятным значением J^π для этого состояния является 5^+ .

Наши данные согласуются с приведенным в работе [6] значением $J^\pi = 2^+$ для состояний 5230(12) и 5515(11) кэВ.

Данные настоящей работы указывают на возможность существования уровня 5313(12) кэВ с наиболее вероятным значением $J^\pi = 5^+$. При этом менее вероятным, но возможным, является и значение $J^\pi = 4^+$. Предполагается, что данный уровень и возбуждаемый в $(^3\text{He}, d)$ -реакции [11] с переданным моментом $l_p=1$ уровень 5317 кэВ относятся к одному и тому же состоянию ^{46}Ti . Возможное присутствие в схеме уровней низкоспинового состояния 5321 кэВ с $J^\pi = 2^+$, которое следует из (e, e') -эксперимента, не должно существенно повлиять на сделанные выводы.

Наблюдаемому только в (p, p') -реакции состоянию 5361(9) кэВ в работе [26] приписано предположительное значение $J^\pi = (5^-, 6^+)$. Наши данные лучше всего согласуются с $J=5$, не исключая однако и значений 4 и 6. Возможное присутствие в схеме уровней ^{46}Ti близкого по энергии низкоспинового состояния 5363 кэВ с $J^\pi = 2^+$, идентифицированного в (e, e') -реакции [6], не может оказать существенного влияния на эти выводы.

Как видно из рис. 4, усредненные относительные интенсивности первичных γ -переходов, заселяющих конечные состояния с энергией возбуждения $E_f \geq 5530$ кэВ, систематически выше вычисленных. Это не позволяет сделать какие-либо заключения о спинах и четностях таких состояний. Возможной причиной наблюдаемого превышения экспериментальных интенсивностей над теоретическими может быть, прежде всего, недостаточное из-за использования толстых мишеней энергетическое разрешение эксперимента. В таком случае отдельные пики в суммарном спектре для γ -переходов, заселяющих уровни с $E_f \geq 5530$ кэВ, могут быть дублетными

или даже более высокой мультиплетности. Дополнительной причиной наблюдаемых разногласий может также служить несколько иная, чем используемая в настоящей работе, энергетическая зависимость интенсивности первичных γ -переходов при их более низких энергиях.

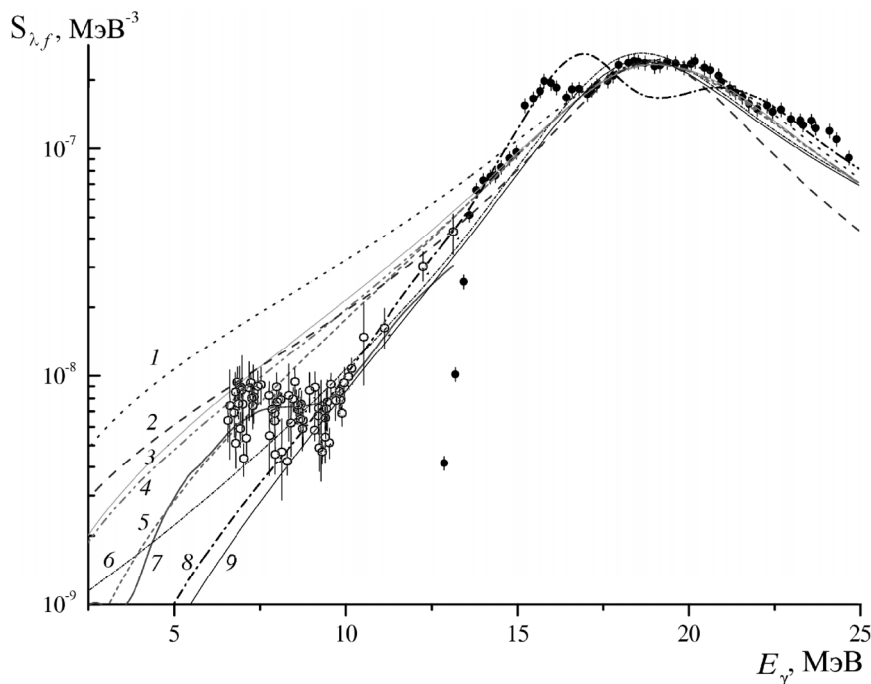


Рис. 6. Экспериментальные и теоретические РСФ для $E1$ -переходов в ^{46}Ti . Точки: ○ – значения РСФ, полученные в настоящей работе при средней энергии протонов $E_p=2.63$ МэВ, ● – данные о полных сечениях фотопоглощения в области ГДР из [28, 29]. Кривые: 1 – стандартный лоренциан (SLO), 2 – GFL, 3 – MLO2, 4 – MLO3, 5 – MLO1, 6 – KMF, 7 – подход Сироткина, 8 – микроскопическая модель [37], 9 – EGLO.

Данные об энергетическом распределении силы $E1$ -переходов в ^{46}Ti

Значения радиационной силовой функции, полученные из усредненных интенсивностей первичных γ -переходов на конечные состояния ^{46}Ti при средней энергии налетающих протонов 2,63 МэВ и интервале усреднения $\Delta E_p=320$ кэВ, показаны на рис. 6 открытыми кружками. Закрытые кружки соответствуют данным о РСФ, основанным на полном сечении фотопоглощения в области гигантского электрического дипольного резонанса, основной вклад в которое вносят реакции (γ, n) и (γ, p) , взятым из работ [28, 29].

Как уже отмечалось, из экспериментальных данных о парциальных сечениях (p, γ) -реакции извлекается величина $S_{\lambda f}(E_\gamma)$, представляющая собой сумму РСФ для $E1$ - и $M1$ -переходов. Когда вблизи энергии возбуждения составного ядра окажется достаточно большое количество состояний, имеющих одинаковую четность с более низколежащими конечными состояниями и отличающихся от них не более, чем на единицу по полным угловым моментам, на процесс испускания γ -лучей будет оказывать влияние и радиационная силовая функция $M1$ -переходов. Несмотря на наличие соответствующей систематики [30, 31], экспериментальные данные о РСФ для $M1$ -переходов все еще остаются скудными. Достигнутый за последние годы прогресс в экспериментальном изучении гигантского магнитного дипольного резонанса (ГМДР) и появившиеся примеры (см., например, работу [32]) более успешного описания РСФ с учетом его влияния на процесс эмиссии γ -лучей стимулировали разработку моделей, основанных на предположении о существовании ГМДР. Результаты экспериментального и теоретического исследования обнаруженной с помощью (e, e') -реакции магнитной дипольной моды [33], приводящей ядро ^{46}Ti к сильно возбужденным состояниям с $J^\pi = 1^+$, трудно использовать для оценки вклада $M1$ -переходов в РСФ, поскольку эти состояния относительно низкоэнергетичны и, кроме того, их возбуждение в (p, γ) -реакции маловероятно. Следует отметить, что с уменьшением энергии γ -лучей, соответствующих первичным γ -переходам на более высоковозбужденные конечные состояния в ^{46}Ti , процесс их испускания может подвергаться все большему влиянию $M1$ -переходов. Однако, эта область энергий γ -квантов (< 3 МэВ) находится за пределами энергетического разрешения настоящего эксперимента. Согласно одночастичной оценке, которая была использована в настоящей работе, вклад $S_{\lambda f}^{M1}(E_\gamma)$ в РСФ для дипольных переходов в ядре ^{46}Ti в исследуемом энергетическом диапазоне не превышал 3%.

РСФ можно определить только для переходов на состояния с известными спинами и четностью. При вычислении РСФ для переходов на состояния, для которых допускалось несколько значений J^π , предпочтение отдавалось тем значениям спина и четности, использование которых давало наилучшую подгонку к экспериментальному парциальному сечению. Разброс значений РСФ из-за остающихся возможных значений J^π включен в показанные на рис. 6 экспериментальные ошибки.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

Сравнение энергетического распределения силы первичных

E1-переходов в ^{46}Ti с теоретическими моделями

Предполагается, что в исследуемом диапазоне энергий налетающих протонов на выходной γ -канал реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ определяющее влияние оказывает виртуальное возбуждение моды гигантского дипольного резонанса. В этом случае РСФ первичных γ -переходов данной мультипольности – приведенная средняя парциальная радиационная ширина, нормированная на интервал усреднения – связывается через принцип детального равновесия с соответствующим сечением реакции фотопоглощения ядром, находящимся в основном состоянии. Обычно фотоядерные сечения в области гигантского электрического дипольного резонанса (ГДР) довольно успешно описываются классической функцией Лоренца. Однако в области ниже энергии связи нейтрона в ^{46}Ti вопрос теоретического описания энергетической зависимости РСФ остается открытым.

Существующие в настоящее время теоретические подходы к описанию РСФ различаются, в основном, способом учета взаимодействия формирующих ГДР частично-дырочных состояний с более сложными конфигурациями, простейшие из которых имеют структуру $2p-2h$. На рис. 6 представлена полная совокупность полученных в настоящей работе данных о первичных дипольных переходах в ^{46}Ti в сравнении с РСФ, вычисленными в различных теоретических подходах, в зависимости от убывающей к нулевому пределу энергии фотонов.

Таблица. Парциальные сечения (p,γ) -реакции на ядре ^{45}Sc

E_f , кэВ	J^π	$\sigma_1^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma_2^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma_3^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma^{\text{эксп.}}$, мкбн	E_f , кэВ	J^π	$\sigma_1^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma_2^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma_3^{\text{расч.}}$, мкбн	$\sigma^{\text{эксп.}}$, мкбн
0	0^+	1,3	0,8	0,7	1(1)	4372(4)	3-	21,8	6,2	6,6	6(1)
889(2)	2^+	44,0	20,3	19,3	21(4)	4417(4)	5-	41,6	13,1	14,3	17(4)
2010(2)	4^+	105,5	43,3	39,7	43(9)	4523(4)	4+	29,2	8,7	9,8	11(2)
2962(4)	2^+	16,0	5,5	4,7	6(1)	4527(5)	6+	22,5	8,6	9,3	11(2)
3059(4)	3^-	43,6	14,4	12,4	17(3)	4617(7)	2+	6,7	1,9	2,2	3(1)
3236(5)	2^+	13,9	4,6	4,0	5(1)	4662(5)	6-	30,7	11,0	12,6	14(3)
3299(4)	6^+	41,8	18,5	15,5	16(3)	4697(5)	2+	6,3	1,8	2,1	8(2)
3441(5)	4^-	60,9	19,6	17,3	19(4)	4726(5)	4+	26,2	7,58	9,1	17(4)
3569(5)	3^-	33,6	10,4	9,3	11(2)	4791(14)	3-	17,3	4,7	5,7	8(2)
3580(4)	4^+	48,4	16,1	14,4	16(3)	4827(5)	3-	16,9	4,6	5,7	7(2)
3610(5)	2^+	11,5	3,6	3,3	3(1)	4845(8)	2+	5,9	1,6	2,0	3(1)
3677(5)	2^-	12,9	3,9	3,5	4(1)	4950(12)	2+	5,5	1,5	2,0	2(1)
3724(3)	3^+	32,8	10,1	9,3	14(3)	5024(5)	4-	25,6	6,9	9,2	8(2)
3826(5)	4^-	57,1	19,3	18,0	19(4)	5079(5)	4+	21,3	6,0	8,0	11(2)
3845(5)	2^+	10,1	3,1	2,9	3(1)	5154(10)	2+	4,9	1,3	1,8	2(1)
3852(4)	5^-	56,2	19,1	17,7	20(4)	5180(10)	5+	24,8	7,5	10,2	9(2)
3889(5)	2^+	9,9	3,1	2,9	5(1)	5206(10)	3-	13,6	3,5	4,9	3(1)
3906(5)	2^+	9,8	2,9	2,8	3(1)	5230(12)	2+	4,6	1,3	1,8	2(1)
3942(4)	4^+	40,2	12,7	12,1	13(3)	5280(5)	6-	22,0	7,3	10,1	9(2)
4003(5)	3^+	28,3	8,4	8,2	10(2)	5313(12)	5+	22,9	6,9	9,6	11(2)
4025(5)	2^+	9,2	2,8	2,7	3(1)	5361(12)	5-	24,5	7,0	10,0	10(2)
4039(5)	3^+	27,8	8,2	8,1	9(2)	5409(20)	3-	12,0	3,1	4,5	4(1)
4130(8)	2^+	8,8	2,6	2,6	3(1)	5515(11)	2+	3,9	1,0	1,5	2(1)
4179(8)	3^-	24,3	6,9	7,1	6(1)	5530(10)	3-	11,2	2,8	4,2	9(2)
4192(8)	3^-	24,1	6,9	7,1	7(1)	5550(10)	(5+)	19,8	5,8	8,6	39(8)
4323(15)	4^+	32,6	9,9	10,5	11(1)						

Примечание: $\sigma^{\text{эксп.}}$ – экспериментальное сечение при $E_p=2,63$ МэВ, $\Delta E_p=320$ кэВ; $\sigma_{1,2,3}^{\text{расч.}}$ – расчетные сечения: 1 – РСФ из SLO, 2 – РСФ из модели KMF [35], 3 – РСФ из подхода Сироткина [22]; экспериментальные ошибки приведены в скобках.

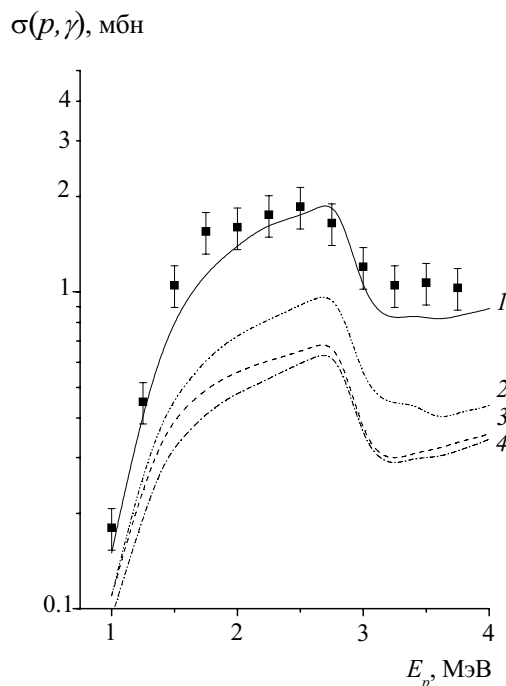


Рис. 7. Полные сечения (p, γ) -реакции на ^{45}Sc . Экспериментальные данные: ■ – сечения из [38]. Кривые – сечения, вычисленные с помощью модели Хаузера-Фешбаха с полной радиационной шириной, рассчитанной в рамках различных теоретических моделей: 1 – стандартный лоренциан (SLO), 2 – подход Сироткина, 3 – модель KFM, 4 – микроскопическая модель [37].

$\Gamma(E_\gamma, T_f) = \Gamma_r E_\gamma^{-2} \times (E_\gamma + 4\pi^2 T_f^2)$, где T_f – эффективная температура ядра в состоянии, на которое осуществляется γ -переход. Результаты вычисления РСФ в рамках используемого нами ранее (см., например, [36]) в систематических исследованиях РСФ для дипольных переходов в ядрах $1f2p$ -оболочки статистического подхода Сироткина [22] представлены кривой 7. Распределение $E1$ -силы, вычисленное в микроскопическом подходе [37] с помощью квазичастичного приближения хаотических фаз (QRPA), используя универсальные силы Скирма и одночастичный базис Хартри-Фока, представлено кривой 8.

В таблице сравниваются экспериментальные и теоретические парциальные сечения, вычисленные с помощью формулы (1), используя полученные в различных теоретических подходах РСФ для $E1$ -переходов на конечные состояния ядра ^{46}Ti с известными и предполагаемыми значениями J^π .

Для анализа полных сечений (p, γ) -реакции, которые определяются полными радиационными ширинами, необходимо достоверное знание абсолютных значений РСФ в широком энергетическом диапазоне. Окончательный критерий правильности выбора модели для РСФ – возможность описания с ее помощью экспериментальных данных во всей области энергий γ -переходов. Результаты вычисления полных сечений (p, γ) -реакции на ^{45}Sc в рамках теории Хаузера-Фешбаха с использованием РСФ, полученных в различных теоретических подходах, показаны на рис. 7 в сравнении с экспериментальными данными из работы [38]. Кривыми 1, 2, 3 и 4 представлены результаты вычислений с РСФ, полученными, соответственно, на основе модели SLO, в подходе Сироткина [22], на основе модели KMF [35] и микроскопической модели [37]. Не показанные на рисунке 7 кривые, соответствующие сечениям, вычисленным с использованием РСФ, полученных на основе моделей модифицированного лоренциана (MLO1, MLO2 и MLO3), лежат ниже кривой 1. Как видно из рис. 7 наилучше с экспериментальными данными согласуется кривая 1. В то же время модель стандартного лоренциана, как видно из рис. 6, существенно завышает, в сравнении с экспериментальными, значения РСФ с уменьшением энергии γ -квантов от ее значения в максимуме ГДР. Исходя из этого можно сделать вывод, что хотя полученные в настоящей работе данные об энергетическом распределении силы $E1$ -переходов в ^{46}Ti лучше всего описываются в подходе Сироткина [22], эта сила с уменьшением энергии до ее нулевого предела, начиная с ~ 6 МэВ (см. рис. 6) убывает (если вообще убывает) существенно медленнее, чем предсказывается моделью.

Расчеты РСФ выполнены в рамках получивших в настоящее время широкое распространение полуфеноменологических и микроскопических моделей. Кривая 1 соответствует РСФ, связанной через принцип детального равновесия с сечением фотопоглощения в виде стандартного лоренциана. В однорезонансной функции Лоренца использовались следующие параметры ГДР: энергия в максимуме $E_r = 20,37$ МэВ, ширина $\Gamma_r = 9,81$ МэВ, сечение фотопоглощения в максимуме $\sigma_r = 53,5$ мб. В феноменологической модели стандартного лоренциана (SLO – в обозначениях, принятых в работах [30, 31]) ширина затухания считается постоянной и совпадающей с шириной ГДР. В расчетах с использованием обобщенного лоренциана (EGLO [30-32]), результаты которых представлены кривой 9 на рис. 6, ширина затухания зависит от энергии и считается пропорциональной столкновительному компоненту ширины затухания нулевого звука в бесконечной ферми-жидкости, когда учитывается только столкновительная двухтельная релаксация. Кривые 2, 3, 4 и 5 представляют РСФ, вычисленные, соответственно, в рамках обобщенно модели ферми жидкости (GFL [34]) и моделей модифицированного лоренциана (MLO1, MLO2 и MLO3 [31]). Во всех этих моделях ширина затухания тоже зависит от энергии, но при этом учитываются вклады как от фрагментации, так и от столкновений. Эти модели РСФ различаются выражениями для ширины затухания и вкладом различных механизмов диссипации. Кривая 6 соответствует результатам вычисления РСФ с помощью базисуемой на феноменологическом учете связи частично-дырочных конфигураций с более сложными состояниями модели (KMF [35]), в которой оценки затухания Ландау и Элиашберга имеют для чётно-чётных ядер вид

Сравнение экспериментальных данных о возбужденных состояниях ^{46}Ti с теоретическими расчетами

Описанию наблюдаемых и ожидаемых проявлений сосуществования одночастичных и коллективных степеней свободы в спектре уровней и электромагнитных свойствах ядра ^{46}Ti посвящено большое количество теоретических работ. Они основываются на различных моделях: феноменологических подходах, оболочечных вычислениях и коллективных моделях, микроскопических и алгебраических описаниях. Полученные в настоящей работе данные о возбужденных состояниях ядра ^{46}Ti сравниваются, в основном, с оболочечными и алгебраическими (в рамках модели взаимодействующих бозонов) расчетами.

Ядро ^{46}Ti в оболочечной модели можно представить состоящим из двух протонов и четырех нейтронов, находящихся сверх остова – дважды магического ядра ^{40}Ca . Тогда при моделировании этого ядра естественным будет использование стандартного базиса сферической оболочки с шестью нуклонами в конфигурационных пространствах модели $f_{7/2}$ или $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2}$.

Характерной особенностью pf -оболочки является то, что уже $(f_{7/2})^n$ есть достаточно приемлемым конфигурационным пространством модели. Это демонстрируют результаты работ [39, 40], в которых проведены детальные вычисления свойств ядер из области $40 \leq A \leq 56$, используя чистую конфигурацию $f_{7/2}^n$ и эффективное взаимодействие, полученное из двухнуклонного $f_{7/2}^2$ -спектра. Достаточно высокая степень общего согласия этих вычислений с экспериментальными данными явилась причиной того, что предложенная в работе [40] модель (получившая в дальнейшем название MBZ-модель) была наиболее часто используемой для описания свойств ядер из этой области на протяжении многих лет и послужила основой для дальнейшего совершенствования оболочечных расчетов, в том числе и в полной pf -оболочке. Необходимость расширения конфигурационного пространства была вызвана невозможностью успешного описания появившихся новых экспериментальных данных, в том числе и демонстрирующих в спектрах уровней ядер из середины $1f_{7/2}$ -оболочки наличие вращательных полос [4], учитывая только чистую конфигурацию $f_{7/2}^n$. Разработанные к настоящему времени методы позволяют диагонализировать матрицы с размерностью до 10^9 . Возможность использования точной диагонализации матрицы взаимодействий в полной осцилляторной оболочке вместе с достаточно универсальным эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием делает оболочечную модель способной описывать одновременно все проявления ядерной динамики как одночастичной, так и коллективной природы.

Эту же цель преследует и модель взаимодействующих бозонов (МВБ) [41]. Связь этой алгебраической модели с оболочечным описанием обеспечивается интерпретацией бозонов как коррелированных пар нуклонов, а с коллективной моделью Бора и Моттельсона – рассмотрением классического предела МВБ. Как и в коллективной модели в МВБ предполагается, что формирование низколежащих состояний четно-четных ядер определяется, в основном, низкочастотной квадрупольной модой. Гамильтониан модели в ее первом варианте, МВБ-1, не учитывал различия протонных и нейтронных бозонов. Наиболее широкое распространение при анализе экспериментальных данных получил вариант модели взаимодействующих бозонов – МВБ-2, в котором посредством введения протонных и нейтронных бозонов учитывается связь наиболее коллективизированных состояний с состояниями другой природы. Учет этих состояний может быть существенным в тех случаях, когда коллективная мода недостаточно выделена среди прочих состояний. В четно-четных средних и тяжелых ядрах протоны и нейтроны занимают разные валентные орбиты, поэтому было естественным, что МВБ-2 при их описании оперирует отдельно с протон-протонными и нейтрон-нейтронными коррелированными парами. Однако в случае ядра ^{46}Ti , в котором валентные протоны и нейтроны занимают одну и ту же оболочку, нет никаких оснований исключать из рассмотрения протон-нейтронные пары. В результате расширения модели за счет включения протон-нейтронных пар был создан третий, инвариантный по отношению к изоспину, ее вариант – МВБ-3. Поскольку гамильтониан МВБ-3 сохраняет изоспиновую симметрию, эту модель можно более естественно и прямо, чем МВБ-1 и МВБ-2 связать с оболочечной моделью. Значительная часть проведенных к настоящему времени исследований применимости МВБ-3 посвящена именно установлению соответствия между МВБ-3 и оболочечной моделью, а не ее феноменологическим приложениям.

Состояния с положительной четностью. Экспериментальные данные о состояниях ^{46}Ti с положительной четностью сравниваются с результатами теоретических расчетов на рис. 8. Там же представлены данные и о перекрестно-сопряженном к ^{46}Ti ядре ^{50}Cr . Перекрестно-сопряженная симметрия с ее одновременным обменом нейтронов на протоны и частиц на дырки в $1f_{7/2}$ -оболочке, как схематически представлено на рис. 9, оставляет гамильтониан модели независимых частиц неизменным. Спектры уровней таких ядер в этой модели должны быть идентичными. Через нарушение ожидаемого из чистой конфигурации $1f_{7/2}$ подобия может проявиться конфигурационное смешивание, возбуждение остова или различие в коллективности этих ядер. К настоящему времени ядро ^{50}Cr оказалось одним из наиболее детально изученных ядер из середины $1f_{7/2}$ -оболочки как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. В последние годы в этих исследованиях, как и в случае со спектроскопией ядра ^{46}Ti , преобладал интерес к вращательной коллективности, но определенный успех был также достигнут и в изучении неиростовой части спектра уровней [43, 44].

На недостаточную изученность именно неиростовых состояний, как одну из причин, затрудняющих построение общей спектроскопической картины, включающей возможное сосуществование вращательных и вибрационных степеней свободы, предсказываемых оболочечной моделью, указывается в работе [44].

Приведенные на рис. 8 экспериментальные данные о состояниях ^{50}Cr с положительной четностью взяты, в основном, из работы [43], а также из базы данных [45]. Для исследования вращательной коллективности и одночастичных свойств в работе [43] используются экспериментальные данные о состояниях ^{50}Cr , возбуждаемых в реакции $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, \alpha, 2p\gamma)$ при энергии налетающих чашец 115 МэВ, и расчеты в рамках оболочечной модели. В этих расчетах предполагалось, что валентные нуклоны могут занимать все свободные состояния в pf -оболочке ($\sim 10^7$). В качестве эффективного взаимодействия использовалась минимально модифицированная версия реалистического двухнуклонного взаимодействия (G-матрица) Куо-Брауна [46], обозначенная как KB3. Одночастичные энергии брались из экспериментального спектра для ^{41}Ca . Вычисления, результаты которых представлены на рис. 8, проведены с помощью доступной через Internet версии программы ANTOINE [47]. Были найдены экспериментальные доказательства существования полос состояний с различными значениями K^π – суммарной проекции моментов нуклонов на ось симметрии аксиально-симметричного деформированного ядра, следуя классификации в рамках схемы Нильссона. К иростовой полосе с $K^\pi=0^+$, построенной на основном состоянии, отнесены экспериментально наблюдаемые уровни ^{50}Cr 783, 1881, 3163, 4744, 6754 и 9327 кэВ с

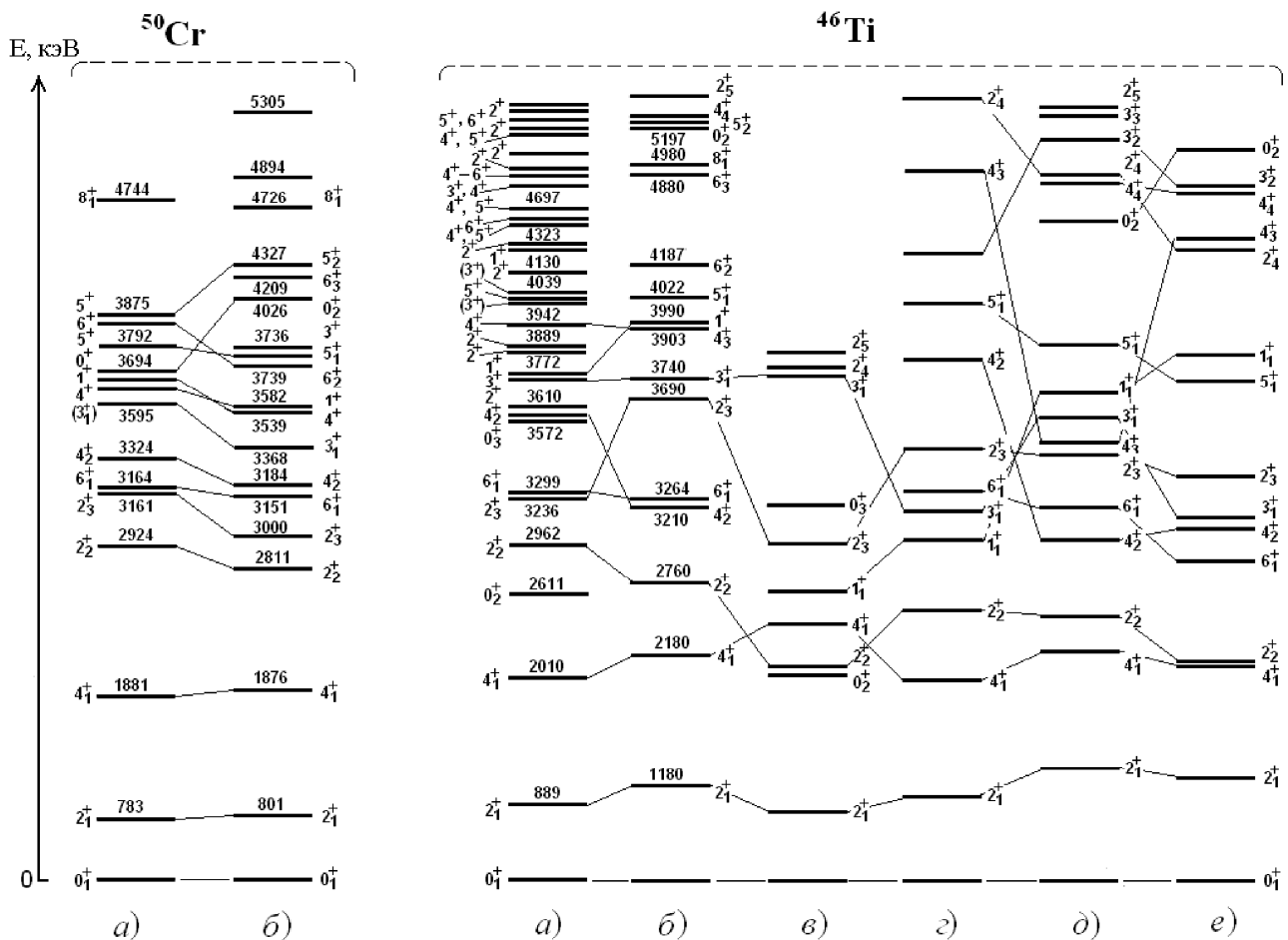


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и теоретических данных об уровнях ядер ^{46}Ti и ^{50}Cr положительной четности. Для ^{50}Cr : а – экспериментальные данные из [43,45], б – результаты оболочечных расчетов в полном pf -пространстве [43,44]. Для ^{46}Ti : а – экспериментальные данные из настоящей работы, б – оболочечные расчеты (MBZ-модель) [40], в – MBZ3 [52], г, д, е – MBZ3, оболочечные расчеты и MBZ2, соответственно, из [51].

$J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$ и 12^+ , соответственно. Эта полоса состояний великолепно описывается теоретическими расчетами в рамках оболочечной модели в полном pf -пространстве. К полосе состояний с $K^\pi=4^+$ были отнесены наблюдаемые экспериментально уровни ^{50}Cr 3324 и 3875 кэВ с $J^\pi = 4^+$ и 5^+ , соответственно. Оболочечные расчеты предсказывают местоположение состояний этой полосы при энергии 3184, 3765, 4209 и 5305 кэВ с соответствующими им значениями спина $J^\pi = 4^+, 5^+, 6^+$ и 7^+ . Идентифицированный в эксперименте уровень

3875 кэВ с $J^\pi = 6^+$ рассматривается как главное состояние полосы с $K^\pi = 6^+$. В схеме Нильссона для деформированного ядра вытянутой формы полоса состояний с $K^\pi = 4^+$ получается в результате возбуждения протона из орбитали $[321]3/2^-$ на орбиталь $[312]5/2^-$, а полоса с $K^\pi = 6^+$ – путем передвижения нейтрона из орбитали $[312]5/2^-$ на орбиталь $[303]7/2^-$.

Не принадлежащие к перечисленным выше полосам экспериментально наблюдаемые уровни ^{50}Cr 2924, 3161, 3595, 3611, 3630 и 3694 кэВ с $J^\pi = 2^+, 2^+, (3)^+, 4^+, 1^+$ и 0^+ , соответственно, также успешно описываются оболочечными расчетами. Согласно этим расчетам должны существовать также два сильно смешанных состояния 3368 и 3437 кэВ с $J^\pi = 3^+$ и не исключено существование полосы состояний вибрационного характера с $K^\pi = 3^+$. Для доказательства этого не хватает экспериментальных данных.

Что касается сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными об уровнях исследуемого в настоящей работе ядра ^{46}Ti то, в отличие от ситуации с ^{50}Cr , здесь наблюдается заметно худшее согласие, начиная с построенной на основном состоянии ирастовой полосы. Эту полосу образуют экспериментально наблюдаемые [27] уровни 889, 2011, 3300, 4897, 6242, 8217 и 10039 кэВ с $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$ и 14^+ , соответственно. Как уже отмечалось, в настоящей работе преимущественно возбуждались состояния с $2 \leq J \leq 6$. Согласно расчетам в рамках оболочечной модели в полном pf -пространстве полоса основного состояния будет состоять из уровней 595, 1819, 2896, 4388, 5764, 7852 и 9824 кэВ с $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$ и 14^+ , соответственно. Чтобы получить расчетное значение энергии уровня $J^\pi = 8^+$ более близким к экспериментальному, необходимо было сдвинуть расчетный спектр уровней приблизительно на 400 кэВ вверх по энергии возбуждения. Но, тогда уровни $0^+, 2^+$ и 4^+ оказываются связанными больше, чем предсказывается теорией практически на те же 400 кэВ. Это может быть следствием достаточно сильного смешивания низкоспиновых состояний данной полосы с двух- и четырех частичными конфигурациями остова, как обсуждается в работе [48].

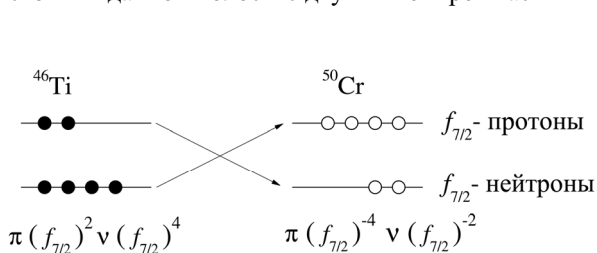


Рис. 9. Схематическое представление перекрестно-сопряженной частично-дырочной симметрии ядер ^{46}Ti и Cr .

Такая интерпретация подтверждается и тем фактом, что состояние 0_2^+ наблюдается при энергии 2611 кэВ, а предсказывается теоретическими расчетами при энергии 4280 кэВ. Предполагается, что оно происходит из двух- и четырехдырочных возбуждений остова и, скорее всего, является интродерным по отношению к pf -конфигурационному пространству. Это состояние можно рассматривать как основу связанной с заметной деформацией полосы, имеющей большей частью $2h$ - и $4h$ -конфигурацию, смешивающуюся отчасти с наинизшими уровнями полосы основного состояния. В противоположность этому, на-

блюдаемое при энергии 3694 кэВ в перекрестно-сопряженном ядре ^{50}Cr состояние 0_2^+ , несколько лучше описывается теорией, вероятно потому, что с ростом массы влияние дырочных конфигураций уменьшается. Состояние $J^\pi = 6^+$ из ирастовой полосы практически не подвержено влиянию этих конфигураций, поскольку его происхождение определяется только $1f_{7/2}$ -орбиталью. Влиянием вклада деформированных $2h$ - и $4h$ -конфигураций в sd -оболочке, очень важного в начале $1f_{7/2}$ -оболочки [49], можно объяснить и заметно более короткое, по сравнению с расчетным, время жизни ирастового состояния 4^+ , измеренное в [1].

В дополнение к построенной на основном состоянии ираст-полосе в работе [1] анализировались только нижние уровни ^{46}Ti с $J^\pi = 0^+, 2^+$ и 4^+ . Также, как и в случае с ^{50}Cr , вычисления в полном pf -пространстве проводились с помощью программы ANTOINE с использованием взаимодействий KB3. Распространение вычислений на неирастовые состояния, наблюдаемая плотность которых превосходит предсказываемую теоретически, требует большего количества компьютерного времени, пока что не оправдываемого существенным улучшением результатов.

Появление новых экспериментальных данных показало, что подобие в структуре уровней ^{46}Ti и ^{50}Cr , которое можно было ожидать в предположении для этих ядер чистой конфигурации $f_{7/2}^n$, имеет весьма ограниченный характер. Различия проявляются уже в структуре ротационных полос основных состояний ^{46}Ti и ^{50}Cr . И если анализ неирастовых структур в схеме уровней ^{50}Cr привел к доказательству существования полос с $K^\pi = 4^+$ и 6^+ , то никаких выводов о существовании связанных с вращательной коллективностью полос, кроме полосы основного состояния, в схеме имеющих положительную четность уровней менее деформированного ядра ^{46}Ti еще не сделано.

Исходя из результатов вычислений в рамках полумикроскопической кластерно-фононной модели (двух-протонный кластер + вибрационный остов), в работе [50] высказывается предположение о возможном сосуществовании квазиротационной структуры с квазивибрационной в ядрах $^{44,46,48,52}\text{Ti}$. В качестве кандидата на основное состояние γ -вибрационной полосы в схеме уровней ^{50}Cr в работе [44] рассматривается состояние 2_3^+ с

энергией возбуждения 3161 кэВ, а предсказываемые теорией сильно смешанные состояния 3368 и 3437 кэВ с $J^\pi = 3^+$ предполагаются относящимися к вибрационной полосе с $K^\pi = 3^+$. Различия в структуре уровней ядер ^{46}Ti и ^{50}Cr исключают прямые аналогии, но наблюдаемые в ^{46}Ti уровни 2_3^+ и 3_1^+ заслуживают в этом плане пристального внимания.

На рис. 8 приводятся также результаты расчетов спектра уровней ^{46}Ti в рамках различных версий модели взаимодействующих бозонов. Для сравнения также показаны энергетические спектры ядра ^{46}Ti , вычисленные с помощью оболочечной модели в работах [40] (MBZ-модель) и [51] – колонки б и д, соответственно. Необходимое для оболочечных расчетов взаимодействие в работе [51] бралось, исходя из известных энергий уровней ядра ^{42}Sc со спинами от $J=0$ до $J=7$. В колонке в представлен спектр низкоэнергетических состояний ^{46}Ti , рассчитанный в работе [52] с помощью инвариантной по отношению к изоспину модели взаимодействующих бозонов МВБ-3. Структура МВБ-3 определяется алгеброй Ли группы $U(18)$ допускающей несколько динамических симметрий. Для МВБ-3 важной является вращательная и изоспиновая инвариантность. Первая из них представляет точную симметрию и ведет к сохранению полного углового момента, а вторая приводит к изоспиновому квантовому числу T и является приближенной симметрией, но в вычислениях предполагается точной. Таким образом, из всех возможных разложений $U(18)$ интерес представляют только те, которые сохраняют угловой момент и изоспин. В работе [52] анализируются динамические симметрии, которые возникают после приведения верхней группы модели $U(18)$ к прямому произведению $U_L(6) \otimes SU_T(3)$ и таким образом предполагается разделение орбитальной и изоспиновой алгебр. Связь орбитального и изоспинового пространств может быть ослабленной благодаря влиянию относительно большого взаимодействия Майорана, входящего в гамильтониан модели. Поэтому ожидается, что алгебра $U_L(6) \otimes SU_T(3)$ будет приближенно симметричной по крайней мере, для низколежащих состояний. Следует отметить, что в случае нарушения динамической симметрии собственные значения гамильтониана модели не могут быть найдены аналитически, а только численно путем его диагонализации в подходящем базисе. В проведенных в работе [52] расчетах использовался гамильтониан модели с параметрами, выведенными из сравнения с вычислениями в рамках оболочечной модели, а также полученными из подгонки к экспериментальным спектрам ядер $^{44,46,48}\text{Ti}$ и ^{48}Cr . Эти параметры оставались постоянными для всех перечисленных ядер и индивидуально для каждого ядра не подбирались. Колонка г на рис. 8 представляет спектр уровней ядра ^{46}Ti , рассчитанный в работе [51] с помощью сохраняющей изоспин версии МВБ-3, параметры гамильтониана которой были получены из оболочечных вычислений [51].

По числу входящих в состав ядра ^{46}Ti нейтронов оно точно относится к середине $1f_{7/2}$ -оболочки. Поэтому в качестве остова для этого ядра одинаково приемлемыми будут и ^{40}Ca , и ^{48}Ca . Только в первом случае сверх остова будут находиться 2 протона и 4 нейтрона, а во втором – два протона и четыре нейтронных дырки. Выше середины оболочки ожидается ухудшение бозонного приближения из-за влияния принципа Паули. Поэтому более практичным в модельных расчетах было бы использование не частиц, а дырок. Однако применимость версии модели взаимодействующих бозонов с сохранением изоспина МВБ-3 [51] остается в силе только в случае, когда все валентные нуклоны заменены дырками. Эта модель неприемлема, если протоны остаются частицами, а нейтроны – дырками (или наоборот). В этой ситуации должна использоваться версия МВБ-2. В МВБ-2 также как и в МВБ-3 протонные и нейтронные бозоны трактуются независимо, но не учитывается сохранение изоспина. Однако в данном случае использование МВБ-2 хотя и может привести к некоторому нарушению изоспиновой симметрии, ошибка не должна быть значительной. На рис. 8 (колонка е) спектр уровней ^{46}Ti , вычисленный с помощью IBM-2 для трех бозонов ($N_\nu^h = 2, N_\pi = 1$), сравнивается с результатами оболочечных расчетов [51] и спектром, вычисленным с помощью МВБ-3, использующей частично-частичный гамильтониан, т.е. все бозоны представляют нуклонные пары. Здесь ν -бозоны представляют пары нейтронных дырок, а π -бозоны – протонные пары. Как видно из рис. 8, результаты расчетов как с помощью МВБ-3 с конечномерным sd -бозонным базисом, так и с помощью МВБ-2 с частично-дырочным гамильтонианом хорошо согласуются с оболочечными расчетами. Основной целью этих расчетов было установить соответствия между этими моделями и попытка микроскопического обоснования МВБ, а не подгонка к экспериментальным данным. Оболочечные расчеты с численной диагонализацией в относительно небольшом базисе и основанные на предположении о преобладании квадрупольных степеней свободы вычисления с помощью МВБ несомненно объединяют реальную картину, что проявляется в расхождении результатов расчетов с экспериментальными данными. Однако появление новых экспериментальных данных о структуре четно-четных ядер из середины $1f_{7/2}$ -оболочки и развитие методов оболочечных расчетов с расширенным базисом в полном pf -пространстве могут быть использованы для дальнейшего обоснования традиционных вариантов МВБ на микроскопическом уровне и в расчетах параметров этой феноменологической модели с целью расширения ее возможностей.

Состояния отрицательной четности. В работе [5] наблюдались две регулярные последовательности состояний ^{46}Ti с отрицательной четностью, построенные на состояниях 3^- (3059 кэВ) и 4^- (3441 кэВ), рассматриваемые как сигнатурные партнеры вращательной полосы с $K^\pi = 3^-$. С помощью реакции $^{28}\text{Si}(^{24}\text{Mg}, \alpha 2p)$ при энергии налетающих частиц 100 МэВ эта полоса в работе [5] была исследована до завершающих ее состояний 16^- (14530 кэВ) и 17^- (15549 кэВ), соответственно для четной и нечетной спиновой сигнатуры. Полученные в рабо-

те [5] экспериментальные данные были уточнены и дополнены результатами исследования высокоспиновых состояний ^{46}Ti , возбуждаемых в реакции $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si}, \alpha 2p)$ при бомбардирующей энергии 115 МэВ. К настоящему времени известны все уровни полосы с $K^\pi=3^-$, как отрицательной спиновой сигнатуры – с J^π от 3^- до 17^- и энергиями 3059, 3852, 5198, 6828, 8714, 10752, 12895, 15549 кэВ, так и положительной сигнатуры – с J^π от 4^+ до 16^+ и энергиями 3441, 4662, 6149, 7960, 9754, 12039 и 14530 кэВ.

В настоящей работе наблюдались показанные на рис. 10 уровни из этой иростовой полосы: 3059, 3441, 3852 и 4662 кэВ с $J^\pi = 3^-, 4^-, 5^-$ и 6^- , соответственно.

Спектр уровней полосы с $K^\pi=3^-$ следует зависимости, определяемой формулой $E(J)=0.05473J(J+1)$ для ротационного спектра, до значений $J=10$. Затем проявляются признаки потери вращательной коллективности и изменения конфигурации. Для описания наблюдаемого спектра уровней с помощью оболочечной модели потребовалось расширение конфигурационного пространства pf -орбиталей с тем, чтобы учесть возбуждение заполненных оболочек и включить нуклонную дырку в $1d_{3/2}$ -орбиталь. Иростовая последовательность уровней хорошо описывается такой оболочечной моделью вплоть до завершения полосы и перехода ядра к сферической форме.

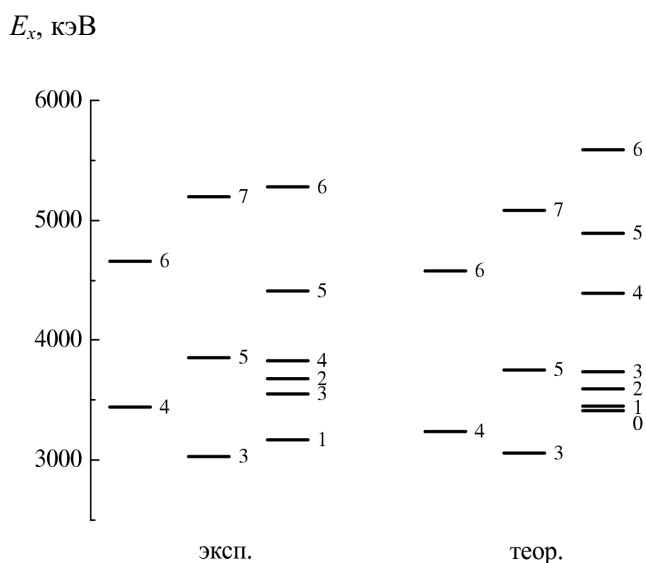


Рис. 10. Сравнение экспериментальных и теоретических данных об уровнях ядра ^{46}Ti отрицательной четности. Экспериментальные данные – настоящая работа, теоретические – результаты оболочечных расчетов в полном pf -пространстве [1,27].

ванная на состоянии 3^- полоса в спектре ^{46}Ti , также удовлетворительно описывается оболочечной моделью в pf -оболочке, расширенной для включения нуклонной дырки в $1d_{3/2}$ -орбиталь.

Наблюдаемые в настоящей работе неиростовые уровни, сгруппированные в правой части рис. 10, можно попытаться классифицировать также, как и ротационные уровни с более высокими спинами. Естественным было бы рассматривать их как уровни полосы с $K^\pi=0^-$. Ее можно получить так же, как и полосу с $K^\pi=3^-$, но только за счет антипараллельной связи орбитали $[202]3/2^+$ с орбиталью $[321]3/2^-$. Довольно нерегулярное поведение наблюдаемой последовательности неиростовых уровней можно объяснить смешиванием между полосами с $K^\pi=0^-$ и $K^\pi=4^-$. Полосу с $K^\pi=4^-$, существование которой предсказывается оболочечной моделью, можно получить возбуждением нуклона из орбитали $[202]3/2^+$ на орбиталь $[312]5/2^-$.

Следует отметить, что в настоящей работе в исследуемом диапазоне энергий возбуждения ядра ^{46}Ti наблюдалось около десяти состояний, наиболее вероятным значением спина, которых является $J^\pi = 3^-$. Такое большое количество уровней с $J^\pi = 3^-$, трудно объяснимое с помощью оболочечной модели, может быть результатом фрагментации сильного коллективного низкоэнергетического состояния 3^- , вызванной связью оккупольного возбуждения с деформационной степенью свободы. В рамках модели Нильссона было показано [26], что коллективное состояние 3^- в ^{46}Ti может расщепиться, по крайней мере, на четыре компоненты с квантовыми числами $K=0, 1, 2$ и 3 . Однако при этом параметр β , характеризующий квадрупольную деформацию ядра ^{46}Ti , в основном состоянии должен быть равным не менее 0,35, тогда как он, по различным оценкам [1, 53], не превышает 0,29.

Оболочечная модель предсказывает много уровней с отрицательной четностью, которые могут быть организованы в полосы, относительное положение которых сильно зависит от выбора эффективного взаимодейст-

Уровни полосы с $K^\pi=3^-$ представляются вплоть до ее завершения при $J^\pi = 17^-$ в конфигурационном пространстве $1d_{3/2}^{-1} \otimes 1f_{7/2}^7$. Этот завершающий полосу уровень с $J^\pi = 17^-$ должен получаться в результате связи спина $1d_{3/2}$ -дырки, параллельного спину уровня $31/2^-$ в ядре ^{47}V . Конфигурации, связанные с деформацией вытянутой формы, возникают при низкой энергии возбуждения и могут быть классифицированы в рамках модели Нильссона. В таком случае происхождение полосы с $K^\pi=3^-$ можно объяснить передвижением протона из нильссоновской орбитали $[202]3/2^+$ на орбиталь $[321]3/2^-$, сопровождаемым параллельной связью непарных спинов.

В спектре уровней зеркально-сопряженного ядра ^{50}Cr была найдена [43] возбуждаемая в реакции $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, \alpha 2p)$ при энергии налетающих частиц 115 МэВ полоса состояний отрицательной четности, основанная на уровне 4^- с энергией 3792 кэВ. Эта полоса с $K^\pi=4^-$, находящаяся на 732 кэВ выше и поэтому гораздо менее заселяемая, чем подобная ей осно-

вия. В проведенных с помощью программы ANTOINE расчетах, с результатами которых проводится сравнение на рис. 10, использовалось то же самое эффективное взаимодействие, что и для ядра ^{47}V [54] вместе со стандартными энергиями связи. Из-за неполноты экспериментальных данных и существующих в настоящее время трудностей в теоретических расчетах (необходимость одновременного рассмотрения двух основных оболочек, неявные пространственные обрезания, критичность выбора подходящего эффективного взаимодействия) сейчас еще рано проводить более детальное обсуждение качества оболочечного описания не только структуры полосы с $K^\pi=0^-$, но и в целом состояний ^{46}Ti с отрицательной четностью. Все это указывает на острую необходимость проведения дальнейших экспериментов, нацеленных на «полную спектроскопию» ядра ^{46}Ti .

Следует отметить, что иррастовая последовательность состояний с $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ и 6^+ , а также ряд других характерных особенностей спектра коллективных низкоэнергетических состояний ^{46}Ti успешно описываются в гармоническом приближении динамической коллективной модели (ДКМ) [55]. Как и МВБ, ДКМ претендует на описание четно-четных ядер, в которых сосуществуют коллективные и одночастичные степени свободы. В этом отношении эту модель можно сравнить с МВБ, но ДКМ является микроскопическим подходом более глубокого уровня – в ДКМ бозоны (фононы) строятся из фермионов. Эта модель не предполагает наличия деформации в основных (первых возбужденных) состояниях ядер.

ВЫВОДЫ

Впервые, используя усредненные по резонансам данные из (p,γ) -реакции на ^{45}Sc , сделаны заключения о спектроскопических характеристиках уровней ^{46}Ti до энергии возбуждения 5,5 МэВ, а также об энергетическом распределении силы первичных $E1$ -переходов на эти уровни. Заключения основываются, прежде всего, на зависимости представленного в рамках статистической теории сечения (p,γ) -реакции от спектроскопических и связанных с радиационной силовой функцией статистических свойств конечного ядра. Показана применимость статистической теории для описания парциальных сечений (p,γ) -реакции на ядре ^{45}Sc в области энергий протонов $E_p=1,2\div 3,1$ МэВ, полученных из усредненных по интервалу $\Delta E_p=320$ кэВ интенсивностей первичных γ -переходов. Для повышения надежности в расчетах сечений (p,γ) -реакции в рамках формализма Хаузера-Фешбаха использованы модельные параметры, выведенные из анализа большого массива накопленных к настоящему времени экспериментальных данных о сечениях вызванных низкоэнергетическими протонами реакций на ^{45}Sc и о плотности уровней ^{46}Ti в исследуемом диапазоне энергий возбуждения. Исходя из отсутствия явных корреляций в приведенных интенсивностях первичных γ -переходов и дейтронов, заселяющих одни и те же состояния ^{46}Ti соответственно в реакциях (p,γ) и $(^3\text{He},d)$, сделано заключение о том, что в данном случае прямой процесс однопуклонной передачи не оказывает существенного влияния на механизм радиационного захвата протонов и его возможным вкладом в сечение (p,γ) -реакции на ^{45}Sc можно пренебречь. Таким образом, полученные данные совместимы с предположением о полном смешивании достаточно близких по энергии конфигураций в образующейся при захвате протона ядром ^{45}Sc составной системе. Наличие подобного смешивания лежит в основе представления о неселективности (p,γ) -реакции и означает, что в этой реакции будут возбуждаться все уровни ^{46}Ti , разрешенные правилами отбора по угловому моменту и четности, т.е. все уровни в области значений J от 2 до 6. Вся совокупность этих данных была достаточно полно и непротиворечиво описана в рамках статистической теории, основываясь на реалистических модельных параметрах. Предложенные в данной работе значения спинов и четностей для состояний ядра ^{46}Ti , возбуждаемых в неселективной (p,γ) -реакции, существенно дополняют полученную с помощью других методов спектроскопическую информацию об этом ядре, приближая ее в области энергий возбуждения от 0,0 до 5,5 МэВ к полной. Соответственно, были получены новые данные о парциальных радиационных силовых функциях для первичных $E1$ -переходов на уровни ядра ^{46}Ti с энергией до 5,5 МэВ. Тем самым экспериментальная информация об энергетической зависимости РСФ была расширена в область, где наблюдается усиливающееся с уменьшением энергии γ -квантов расхождение как одних теоретических представлений с другими, так и теории с экспериментом.

Из сравнения полученных данных о парциальных РСФ с результатами вычислений в различных теоретических подходах сделан вывод о том, что наилучшее описание дает статистический подход Сироткина [22], в котором учитывается зависимость ширины ГДР от энергии γ -квантов и температуры ядра в конечном состоянии, а также влияние оболочечной структуры ядра. Показано, что лоренцевское распределение дает существенно завышенные значения РСФ не только по сравнению с экспериментальными, но и по сравнению с рассчитанными в рамках теоретических моделей. Однако с экспериментальными данными о полных сечениях (p,γ) -реакции на ^{45}Sc лучше всего согласуются результаты вычислений в рамках теории Хаузера-Фешбаха, использующих полную радиационную ширину с РСФ именно в виде стандартного лоренцевского распределения. Расчеты полных сечений на основе РСФ, полученных в других теоретических подходах, включая подход Сироткина [22], дают существенно заниженные по сравнению с экспериментальными данными значения. Поскольку окончательным критерием правильности выбора модели для РСФ является возможность описания с ее помо-

щью экспериментальных данных во всей области энергий γ -переходов, можно сделать вывод, что ни одна из теоретических моделей правильно не описывает распределение силы $E1$ -переходов ниже 6 МэВ – нижнего предела, до которого определены РСФ в настоящей работе. В итоге получается, что эта сила с уменьшением энергии от ~ 6 МэВ до ее нулевого предела должна убывать (если вообще убывать) существенно медленнее, чем предсказывается моделью Сироткина [22], не говоря уже об остальных моделях, чтобы правильно описать энергетическую зависимость полного сечения реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ в абсолютных единицах. Предполагается, что с уменьшением энергии γ -лучей, соответствующих первичным γ -переходам на более высоковозбужденные состояния ядра ^{46}Ti , на процесс их испускания все большее влияние будет оказывать структура ядра, а в области энергий ниже 3 МэВ существенно усилится роль $M1$ -переходов.

Сделанные в настоящей работе заключения о спинах и четностях возбужденных состояний ^{46}Ti послужили основой не только для определения энергетической зависимости РСФ первичных γ -переходов, но и для сравнения с различными теоретическими моделями ядра. С целью выявления сходства в спектрах уровней проведено также одновременное сравнение и со спектроскопическими данными о перекрестно-сопряженном к ^{46}Ti ядре ^{50}Cr . Появление новых экспериментальных данных показало, что подобие в структуре уровней ^{46}Ti и ^{50}Cr , которое можно было ожидать в предположении для этих ядер чистой конфигурации $f_{7/2}^n$, имеет весьма ограниченный характер. Различия проявились уже в структуре ротационных полос основных состояний этих ядер. Распространение оболочечных вычислений в полном pf -пространстве на неиростовые структуры в схеме уровней ^{50}Cr привело к доказательству существования полос с $K^\pi = 4^+$ и 6^+ . Никаких выводов о существовании связанных с вращательной коллективностью полос, кроме ротационной полосы основного состояния в схеме имеющих положительную четность уровней менее деформированного ядра ^{46}Ti еще не сделано. Более того, результаты оболочечных расчетов в полном pf -пространстве заметно хуже, чем в случае с ^{50}Cr , согласуются с экспериментальными данными об уровнях ядра ^{46}Ti , начиная с ротационной полосы основного состояния. Предполагается, что на структуру уровней ^{46}Ti может оказывать существенное влияние достаточно сильное смешивание низкоспиновых состояний ротационной полосы основного состояния с $2h$ - и $4h$ -конфигурациями остова. В схеме уровней ^{50}Cr состояние 2_3^+ рассматривается в качестве кандидата на головное состояние γ -вибрационной полосы, а предсказываемые теорией сильно смешанные состояния 3_1^+ и 3_2^+ предполагаются относящимися к вибрационной полосе с $K^\pi = 3^+$. Несмотря на то, что различия в структуре уровней ядер ^{46}Ti и ^{50}Cr исключают прямые аналогии, но наблюдаемые в ^{46}Ti уровни 2_3^+ , 3_1^+ и 3_2^+ заслуживают в этом плане пристального внимания. Распространение оболочечных вычислений в полном pf -пространстве на неиростовые состояния, наблюдаемая плотность которых превосходит предсказываемую теоретически, требует большого количества компьютерного времени и пока что не привело к существенному улучшению описания.

Оболочечные расчеты с численной диагонализацией в относительно небольшом базисе и основанные на предположении о преобладании квадрупольных степеней свободы вычисления с помощью модели взаимодействия бозонов несомненно обедняют картину, что проявляется в расхождении расчетов с экспериментальными данными об уровнях ^{46}Ti с положительной четностью. Однако появление новых экспериментальных данных и совершенствование методов оболочечных расчетов в полном pf -пространстве могут быть использованы как для дальнейшего обоснования традиционных вариантов МВБ на микроскопическом уровне, так и в расчетах параметров этой феноменологической модели с целью расширения ее возможностей.

Наблюдаемая в настоящей работе иростовая последовательность уровней с $J^\pi = 3^-, 4^-, 5^-$ и 6^- с $K^\pi = 3^-$ успешно описывается оболочечной моделью с расширенным конфигурационным пространством pf -орбиталей, включающим нуклонную дырку в $1d_{3/2}$ -орбитали. Довольно нерегулярное поведение наблюдаемой последовательности неиростовых уровней с отрицательной четностью можно было бы объяснить смешиванием между полосами с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 4^-$. Оболочечные расчеты в расширенном конфигурационном пространстве предсказывают много уровней с отрицательной четностью – возможных состояний ротационных полос, относительное положение которых сильно зависит от выбора остаточного взаимодействия. Из-за неполноты экспериментальных данных и существующих в настоящее время трудностей в теоретических расчетах сейчас еще рано делать окончательные выводы о качестве описания в рамках оболочечной модели не только структуры возможной полосы с $K^\pi = 0^-$, но и в целом состояний ^{46}Ti с отрицательной четностью. В настоящей работе в исследуемом диапазоне энергий возбуждения наблюдается около десяти состояний с наиболее вероятным значением $J^\pi = 3^-$. Такое большое количество уровней с $J^\pi = 3^-$, трудно объяснимое с помощью оболочечной модели, может быть результатом фрагментации сильного коллективного низкоэнергетического состояния 3^- , вызванной связью октупольного возбуждения с деформационной степенью свободы.

Полученные в настоящей работе данные налагают определенные связи на последующие попытки более совершенного модельного описания неаустовых состояний ^{46}Ti и стимулируют более детальные теоретические исследования. В то же время очевидной является острая необходимость проведения дальнейших экспериментов, нацеленных на «полную спектроскопию» ядра ^{46}Ti . Прежде всего, это касается все тех же, важных для подтверждения сосуществования вращательных и вибрационных степеней свободы, неаустовых состояний с достаточно низким спином.

Авторы выражают благодарность В.Е. Митрошину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brandolini F., Oliveira J. R. B., Medina N. H. et al. Electromagnetic transitions and structure of ^{46}Ti // Phys. Rev. – 2004. – Vol.C70. – P.034302 (1-10).
2. Maj A., Kmiecik M., Bracco A. et al. Evidence for Jacobi shape transition in hot ^{46}Ti // Nucl. Phys. – 2004. – Vol.A731. – P. 319-326.
3. Cameron J.A., Bentley M.A., Bruce A.M. et al. High-spin gamma spectroscopy of recoil-separated ^{49}Cr , ^{49}V and ^{46}Ti // Phys. Rev. – 1991. – Vol.C44. – P. 1882-1891.
4. Cameron J.A., Rodriguez J.L., Jonkman J. et al. Spectroscopy of cross-conjugate nuclei ^{46}Ti – ^{50}Cr and ^{47}V – ^{49}Cr near the $f_{7/2}$ -shell band termination // Phys. Rev. – 1998. – Vol.C58. – P. 808-820.
5. Bucurescu D., Ur C.A., Lenzi S.M. et al. Band termination in the nucleus ^{46}Ti // Phys. Rev. – 2003. – Vol.C67. – P. 034306(1-8).
6. Wu S.-C. Nuclear data sheets for A=46 // Nucl. Data Sheets. – 2000. – Vol.91. – P. 54-115.
7. Fujishiro M., Saton Y., Okamoto K., Tsujimoto T. Measurement of the crossover E4 transition (2009.8 keV) in ^{46}Ti // Can. J. Phys. – 1980. – Vol.58. – P. 1712-1717.
8. Salas-Bacci A., Grimes S.M., Massey T.N., Parpottas Y. Level widths and level densities in ^{28}Si , ^{46}Ti , ^{52}Cr , and ^{60}Ni from Ericson fluctuations // Phys. Rev. – 2004. – Vol.C70. – P. 024311(1-11).
9. Залюбовский И.И., Немашкало Б.А., Раткевич С.С. и др. Парциальные сечения реакции $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)$ и радиационная силовая функция в ядре ^{46}Ti вблизи энергии связи нуклона // ЯФ. – 1994. – Т. 57. – С. 777-783.
10. Дикий Н.П., Ляшко Ю.В., Федорец И.Д. Определение толщины и состава тонких пленок скандия, галлия и германия методом рентгеноспектрального анализа с возбуждением ускоренными протонами // Вісник Харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». – 2002. – №548. – Вип.1(17). – С.33-37.
11. Banu H., Sen Gupta N.M. Level Structure of ^{46}Ti from the (τ,d) reaction on ^{45}Sc // Nucl. Phys. – 1982. – Vol.A378. – P. 11-28.
12. Романовский С.А., Беспалова О.В., Кучнина Т.П. и др. Исследование эффектов ядерной структуры в полных протонных сечениях реакций в диапазоне энергии от 20 до 60 МэВ для ядер с $40 < A < 124$ // ЯФ. – 1998. – Т. 61. – С. 37-50.
13. Schweitzer J.S., Switkowski Z.E., Wieland R.M. Low-energy proton reaction on ^{45}Sc of interest in stellar nucleosynthesis // Nucl. Phys. – 1977. – Vol.A287. – P. 344-352.
14. Mitchell L.W., Anderson M.R., Kennet S.R., Sargood D.G. Cross sections and thermonuclear reaction rates for $^{42}\text{Ca}(p,\gamma)^{43}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ca}(p,\gamma)^{45}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ca}(p,n)^{44}\text{Sc}$ and $^{45}\text{Sc}(p,n)^{46}\text{Ti}$ // Nucl. Phys. – 1982. – Vol.A380. – P. 318-334.
15. Mehta M.K., Kailas S. Proton-nucleus optical model potential at low energies – a review // Pramana – J. Phys. – 1986. – Vol.27. – P. 139-160.
16. Electronic version of nuclear Data Sheets. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
17. Richter A., Bamberger A., Von Brentano P. et al. A Statistical Model Analysis of (p,α) -Reactions on ^{26}Mg , ^{37}Cl and ^{45}Sc // Z. Naturforsch. – 1966. – Vol. A21a. – P. 1001.
18. Behkami A.N., Najafi S.I. Statistical Analysis of the Energy Level Widths in Charged-Particle-Induced Reactions // J. Phys. – 1980. – Vol.G6. – P. 685-695.
19. Iyengar K. V. K., Gupta S.K., Secharan K.K. et al. Fluctuations in the Integrated Cross Section of the Reaction $^{45}\text{Sc}(p,n)^{46}\text{Ti}$ // Nucl. Phys. – 1967. – Vol.A96. – P. 521-528.
20. Al-Quraishi S.I., Grimes S.M., Massey T.N., Resler D.A. Are the Level Densities for r- and rp-Process Nuclei Different from Nearby Nuclei in the Valley of Stability ? // Phys. Rev. – 2001. – Vol.C63. – P. 065803(1-6).
21. Huang P.-L., Grimes S.M., Massey T.N. Level Densities for Nuclei with $20 \leq A \leq 41$ // Phys. Rev. – 2000. – Vol.C62. – P. 024002 (1-12).
22. Сироткин В.К. Радиационные силовые функции нейтронных резонансов // ЯФ. – 1986. – Т. 43. – С. 570-578.
23. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. Вейвлеты и их использование // УФН. – 2001. – Т. 171, №5. – С. 465-501.
24. Haerdle W., Kerkycharian G., Picard D. Wavelets, Approximation and Statistical Applications. - Springer, 1997. - 254 p.
25. Косая Ю.Г., Чекушкина Л.В., Адымов Ж.И., Арынов С. Схема возбужденных состояний ^{46}Ti из реакции $(p,n'\gamma)$ // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1994. – Т. 58, №11. – С.146-151.
26. Fujiwara M., Morinobu S., Tosaki M. et al. Low energy octupole resonance in ^{46}Ti studied by inelastic proton scattering at 65 MeV // Phys. Rev. – 1987. – Vol.C35. – P. 1257-1264.
27. Brandolini F. Rotation bands and alignments in the $1f_{7/2}$ shell // Eur. Phys. J. – 2004. – Vol.A20. – P. 139-144.
28. Oikawa S., Shoda K. Photoprotons from ^{44}Ca , ^{45}Sc and ^{46}Ti // Nucl. Phys. – 1977. – Vol.A277. – P. 301-316; Pywell R.E., Thompson M.N. Isospin splitting in the giant dipole resonance in ^{46}Ti // Nucl. Phys. – 1979. – Vol.A318. – P. 461-470.

29. Bartolani E., Maino G. Isospin and deformation splittings of the giant dipole resonance for triaxial nuclei // *Phys. Rev.* – 1991. – Vol.C43. – P. 353-356.
30. Kopecky J. // *Handbook for calculations of nuclear reaction data: Reference Input Parameter Library (RIPL)*. IAEA-TECDOC-1034. – 1998. <http://www.nds.iaea.org.at/ripl/>.
31. Herman M., Plujko V.A. // *Reference Input Parameter Library RIPL-2. Handbook for calculations of nuclear reaction data*. IAEA-TECDOC, 2002. <http://www.nds.iaea.org.at/ripl2/>.
32. Kopecky J., Uhl M., Chrien R.E. Radiative strength in the compound nucleus ^{157}Gd // *Phys. Rev.* – 1993. – Vol.C47. – P. 312-322.
33. Djalali C., Marty N., Morlet M. et al. On the nature of low-lying collective 1^+ states in the heavy deformed nuclei ^{154}Sm , ^{156}Gd and ^{164}Dy and in the $f_{7/2}$ shell nucleus ^{46}Ti // *Phys. Lett.* – 1985. – Vol.B164. – P. 269-273.
34. Mughaghab S.F., Dunford C.L. // *Phys. Lett.* – 2000. – Vol.B487. – P. 155.
35. Кадменский С.Г., Меркулов В.П., Фурман В.И. Радиационные ширины нейтронных резонансов. Гигантские дипольные резонансы // *ЯФ.* – 1983. – Т. 37. – С. 277-283.
36. Федорец И.Д. Парциальные радиационные силовые функции для дипольных переходов в ядрах $^{43,51}\text{V}$ // *ЯФ.* – 2002. – Т. 65, №10. – С. 1865-1876.
37. Goriely S., Khan E., Samyn M. Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications// *Nucl. Phys.* – 2004. – Vol.A739. – P. 331-352.
38. Solomon S.B., Sargood D.G. Cross-section measurement for $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ // *Nucl. Phys.* – 1978. – Vol.A312. – P. 140-148.
39. Ginocchio J.N. Symplectic symmetry in $f_{7/2}$ shell nuclei // *Nucl. Phys.* – 1965. – Vol.65. – P. 449-465.
40. McCullen J.D., Bayman B.F., Zamick L. Spectroscopy in the Nuclear $1f_{7/2}$ Shell // *Phys. Rev.* – 1964. – Vol. 134. – P. 515-539.
41. Iachello F., Arima A. The interacting boson model. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987. – 250 p.
42. Brandolini F., Lenzi S.M., Napoli D.R. et al. Precise DSAM lifetime measurements in ^{48}Cr and ^{50}Cr as a test of large scale shell model calculations // *Nucl. Phys.* – 1998. – Vol.A642. – P. 387-406; Martinez-Pinedo G., Poves A., Robledo L.M. et al. Back-bending in ^{50}Cr // *Phys. Rev.* – 1996. – Vol.C54. – P. R2150-R2154.
43. Brandolini F., Sanchez-Solano J., Lenzi S.M. et al. Bands and Coulomb effects in ^{50}Cr // *Phys. Rev.* – 2002. – Vol.C66. – P. 021302(1-5).
44. Brandolini F., Ur. C.A. Shell-model description of $N \approx Z$ $1f_{7/2}$ nuclei // *Phys. Rev.* – 2005. – Vol.C71. – P. 054316(1-18).
45. Burrow T.M. Nuclear data sheets for $A=50$ // *Nucl. Data Sheets.* – 1995. – Vol.75. – P. 1-9.
46. Kuo T.T.S., Brown G.E. Reaction matrix elements for the $0f_{7/2}$ shell nuclei // *Nucl. Phys.* – 1968. – Vol.A114. – P. 241-279.
47. Caurier E., Novacki F. Present status of shell model technique // *Acta Phys. Pol.* – 1999. – Vol.30. – P. 705-714.
48. O'Leary C.D., Bentley M.A., Brown B.A. et al. Nonyrast high-spin states in $N=Z^{44}\text{Ti}$ // *Phys. Rev.* – 2000. – Vol.C61. – P. 064314 (1-7).
49. Gerace W.J., Green A.M. Effect of deformed states in the Ca isotopes // *Nucl. Phys.* – 1968. – Vol.A113. – P. 641-658.
50. Abecasis S.M., Carcione J.M. Classical semimicroscopic model applied to doubly even titanium isotopes // *Phys. Rev.* – 1979. – Vol.C19. – P. 1535-1543.
51. Thompson M.J., Elliott J.P., Evans J.A. A microscopically determined IBM 3 hamiltonian // *Phys. Lett.* – 1987. – Vol.B195. – P. 511-514; Thompson M.J., Elliott J.P., Evans J.A. A microscopic IBM 2 hamiltonian for particle-hole systems // *Nucl. Phys.* – 1989. – Vol.A504. – P. 436-446.
52. Garsia-Ramos J.E., Van Isacker P. The interacting boson model with $\text{SU}(3)$ Charge Symmetry and its application to even-even $N \approx Z$ nuclei // *Ann. Phys.* – 1999. – Vol.274. – P. 47-75.
53. Fabrici E., Micheletti S., Pignatelli M. et al. Proton elastic scattering on light nuclei. II. Nuclear structure effects // *Phys. Rev.* – 1980. – Vol.C21. – P. 844-860.
54. Poves A., Sanchez-Solano J. Positive-Parity Rotational Bands in Odd-A pf -Shell Nuclei: A shell model description// *Phys. Rev.* – 1998. – Vol.C58. – P. 179-183.
55. Митрошин В.Е. Динамическая коллективная модель. Четно-четные ядра // *ЯФ.* – 2005. – Т.68. – С.1368-1406.

STRUCTURE OF THE ^{46}Ti NUCLEUS FROM (p,γ) REACTION

I.D. Fedorets, S.S. Ratkevich

V.N. Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

The level structure of ^{46}Ti has been studied through the non-selective $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)$ reaction in the proton energy range $E_p=1.2-3.1$ MeV. The average resonance proton capture method has been applied to spin-parity assignments for states up to 5.5 MeV excitation energy in ^{46}Ti . The radiative strength function of primary $E1$ -transitions, populating these states has been determined. The data so obtained are compared with predictions of various models. Comparison with ^{50}Cr , a cross-conjugate nucleus of ^{46}Ti , is also made. The observed states are interpreted within the frame of large scale shell model calculations in the full pf space (positive parity) and as particle-hole excitation from the $d_{3/2}$ shell (negative parity). For naturale parity states of ^{46}Ti , experimental data and shell model results are compared with those of the interacting boson model. The best description for $E1$ transitions is achieved on the base of the model accounting for the dependence of the strength function on the γ -ray energy, temperature, and nuclear shell structure.

KEY WORDS: (p,γ) reaction, average resonance method, dipole transitions, excitation states, radiative strength function, shell model, interacting boson model.